

THÈSES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR
LE GRADE DE DOCTEUR ÈS - SCIENCES

PAR

Bengt Gunnar LORSTAD

1^{re} THESE . " Etude des annihilations antiproton-proton à 700 MeV/c
du type : $\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} n \pi$ $n = 0, 1, 2, 3$ ".

2^e THESE . PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE .

Soutenues le 6 Juin 69 devant la Commission d'examen.

MM.

BERTHELOT

BIZOT

LEPRINCE-RINGUET

ASTIER

Président.

Examineurs.



INTRODUCTION

-:-

Pendant la période de novembre 1966 à juin 1967 ont été prises 373.000 photographies de la chambre à bulles de 81 cm de Saclay exposée à un faisceau d'antiprotons de 700 MeV/c, auprès du synchrotron à protons du CERN. L'analyse des événements comportant au moins un K_1^0 visible a été faite par une collaboration de physiciens du CERN et du Laboratoire de Physique Nucléaire du Collège de France. La même collaboration, à laquelle s'étaient joints des physiciens de l'Institut du Radium et de l'Université de Liverpool venait de mettre en évidence dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt plusieurs phénomènes nouveaux, à savoir

- le méson non étrange E (1420) (réf. 0,1)
- le méson étrange C (1215) (réf. 0,2)
- une interaction au seuil $K \bar{K}_{I=1}$ (réf. 0,3)

Certaines difficultés subsistaient au niveau de leur interprétation et la même collaboration décidait une nouvelle expérience d'annihilation d'antiprotons à 1,2 GeV/c.

Dans cette expérience on trouvait un autre phénomène, non observé dans les annihilations à l'arrêt.

- le méson non étrange D (1285) (réf. 0,4)

tandis que les mésons E (1420) et C (1215) ne se manifestaient pas à cette énergie. Le méson D était principalement produit dans des réactions à deux corps $\bar{p} p \rightarrow D^0 \pi^0$, $\bar{p} p \rightarrow D^0 \rho^0$, $\bar{p} p \rightarrow D^0 \omega^0$.

Devant cette situation (D à 1,2 GeV/c, E à l'arrêt) fut décidée notre expérience à une énergie intermédiaire, 700 MeV/c, choisie de telle façon que la réaction $\bar{p} p \rightarrow D^0 \omega^0$ soit interdite. Nous allons voir que les mésons D et E sont tous les deux produits à 700 MeV/c ; de plus nous mettrons en évidence une nouvelle résonance dans le système $(K \bar{K} \pi)$ chargé,

- le F_1 (1540)

Avant d'aborder l'analyse des effets de ces interactions $K \bar{K} \pi$, nous traiterons dans la première partie de ce travail les déformations systématiques possibles de notre lot et nous calculerons les sections efficaces. Dans la deuxième partie nous étudierons les états initiaux des réactions simples à deux corps :

$$\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0$$

$$\bar{p} p \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$$

$$\bar{p} p \rightarrow A_2^+ \pi^- \quad \text{avec} \quad A_2^+ \rightarrow K_1^0 K^+$$

Dans la dernière partie nous nous proposons d'analyser les interactions dans les états finals $K \bar{K} \pi \pi$ et $K \bar{K} \pi \pi \pi$; nous y étudierons plus particulièrement les interactions dans les systèmes $K \bar{K}$ et $K \bar{K} \pi$, notamment :

- un effet au seuil dans le système $K_1^0 K_1^0$
- les mésons D (1285) et E (1420)
- un effet dans le système $(K \bar{K} \pi)$ chargé à 1540 MeV, le F_1 .

PARTIE I

--:-

CONDITIONS EXPERIMENTALES

--:-

Les 373.000 clichés ont été obtenus en trois expériences; la première en novembre 1966, la deuxième en février 1967, la troisième en juin 1967. Le lot global correspond à un flux de 3.900.000 antiprotons. Pour avoir une intensité commode d'antiprotons par cliché, les faisceaux ont été réglés à une impulsion de 900 MeV/c et à l'aide d'une plaque de 3 cm de cuivre, les antiprotons ont été ralentis pour avoir 700 MeV/c dans la chambre. Avec ce réglage nous avons obtenu en moyenne, par cliché, 10,5 antiprotons parmi lesquels 2,2 en moyenne subissent une interaction détectable dans la chambre. Le pourcentage des parasites (π , μ) se situe entre 10 % et 14 % dépendant de l'expérience. Pour les annihilations antiproton-proton étudiées dans ce travail, l'impulsion de l'antiproton à l'interaction a été déterminée à 702 ± 23 MeV/c ($\frac{\Delta p}{p} = \pm 3,3 \%$), ce qui correspond à une énergie totale dans le centre de masse $\bar{p} p$ de 1990 ± 6 MeV ($\frac{\Delta E}{E} = \pm 0,3 \%$).

ANALYSE DES EVENEMENTS

La méthode expérimentale employée pour l'identification des événements dans les annihilations d'antiprotons avec au moins un K_1^0 visible a été longuement décrite en références (I, 1 et I, 2) et nous nous contenterons de la rappeler brièvement ici.

Dans la chambre à bulles, les événements à K_1^0 sont repérés par le mode chargé de désintégration des K_1^0 , $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Les K_1^0 produits dans notre expérience parcourent en moyenne 3 cm à partir de l'annihilation $\bar{p} p$ avant de se désintégrer et de créer un V^0 pointant sur l'annihilation. Les événements avec K_1^0 visible ont été trouvés par un dépouillement systématique des événements présentant :

- un V^0 (ou 2) + zéro branche chargée
- un V^0 (ou 2) + deux branches chargées
- un V^0 (ou 2) + quatre branches chargées.

Nous remarquons que seulement 2 % des interactions des antiprotons dans la chambre présentent un V^0 . Les événements sont, après vérification effectuée par un physicien, mesurés à l'aide d'un appareil de précision IEP (précision de pointé sur le cliché 2 μ) ; ensuite le programme THRESH reconstitue la géométrie dans l'espace et le programme GRIND teste les différentes hypothèses possibles de la dynamique de l'événement. L'étude de la dynamique ne permet pas toujours d'identifier la réaction, on peut obtenir une information supplémentaire par la mesure de la densité de bulles apparaissant le long d'une trace. Pour une impulsion donnée l'ionisation d'une trace dépend uniquement de la masse de la particule. Plus précisément la loi est en K/β^2 où $\beta = \frac{v}{c}$ est la vitesse de la particule. Sur chaque cliché nous avons trois traces identifiées, celles de l'antiproton et des deux π du V^0 , ce qui permet de déterminer la constante K valable pour ce déclenchement de la chambre ; cependant nous nous sommes aperçus au cours de l'expérience que les événements laissés ambigus par l'étude de la dynamique, étaient rarement identifiables par l'étude de l'ionisation, à cause des difficultés de mesure.

Les diverses informations résultant de l'analyse dynamique, de la mesure d'ionisation sont contrôlées sur la photographie de l'événement par un physicien qui classe les événements selon les diverses réactions possibles. A l'aide du programme ALICE nous avons constitué une bande magnétique, DST (Data Summary Tape) qui comprend toutes les quantités nécessaires à l'analyse statistique des événements.

Pour chacune des réactions définies dans le tableau I, 1, nous donnons le nombre d'événements retenus pour l'ensemble de la collaboration.

ETUDE DES DISTORSIONS

Les critères choisis pour l'identification des événements ont été les mêmes pour les deux laboratoires et nous avons contrôlé qu'aux erreurs statistiques près les nombres d'événements attribués à chaque réaction se correspondent.

1 - Efficacité de dépouillement

Un certain nombre de V^0 sont difficiles à découvrir à cause de leur configuration. Afin de diminuer ces pertes nous avons systématiquement dépouillé les films deux fois, ce qui permet aussi d'estimer l'efficacité de ce dépouillement. Pour les événements comportant un V^0 , nous avons évalué une efficacité ε de $0,96 \pm 0,01$, pour ceux à deux V^0 , $\varepsilon \approx 1,00$.

2 - Visibilité des K_1^0

Nous avons tracé les distributions des parcours par intervalle de quantité de mouvement des K_1^0 , la distribution attendue est une exponentielle décroissante caractéristique de la vie moyenne du K_1^0 et nous pouvons constater une perte d'événements pour des valeurs faibles du parcours, figure (I, 1). Les limites géométriques finies de la chambre introduisent une autre distorsion de notre lot d'événements avec K_1^0 .

Si L_p est la longueur potentielle d'un K_1^0 dans la chambre la probabilité de le voir se désintégrer entre $X_{\min}$ et L_p est donnée par

$$\mathcal{P}_e = e^{-\frac{X_{\min} \cdot M}{p \tau_0 \cdot c}} - e^{-\frac{L_p \cdot M}{p \tau_0 \cdot c}}$$

où M est la masse du K_1^0 , τ_0 sa vie moyenne et p son impulsion.

Les pertes par proximité sont surtout importantes pour des parcours plus petits que 2 mm. (figure I, 1); nous fixons $X_{\min} = 2$ mm et éliminons les événements avec $X < 2$ mm. Le volume utile des annihilations était défini au

dépouillement; nous avons contrôlé que la répartition des annihilations est uniforme dans la direction du faisceau et symétrique par rapport au centre de la chambre ($\langle Y_{\text{anni}} \rangle = 0,0 \text{ cm}$, $\langle Z_{\text{anni}} \rangle = -15,5 \text{ cm}$). Le volume utile retenu pour les V^0 est un peu plus grand :

$$\begin{aligned} -17,6 \text{ cm} &\leq X_{\text{annihilation}} \leq +30,0 \text{ cm} \\ -18,0 \text{ cm} &\leq X_{V^0} \leq +31,0 \text{ cm} \\ -10,0 \text{ cm} &\leq Y_{\text{annihilation}}, Y_{V^0} \leq +10,0 \text{ cm} \\ -25,0 \text{ cm} &\leq Z_{\text{annihilation}}, Z_{V^0} \leq -5,0 \text{ cm} \end{aligned}$$

Nous tenons compte de la perte des V^0 par pondération de chaque événement par la quantité $1/\mathcal{P}_e$, la valeur moyenne du poids est estimée à 1,15 pour des événements à un V^0 et à 1,33 pour les événements à deux V^0 . Nous avons trouvé que cette pondération n'a pas d'influence sur la structure des histogrammes étudiés dans la suite, aussi ne présenterons-nous que des histogrammes non pondérés. Par contre cette pondération sera utile pour le calcul des sections efficaces.

Remarque : En rejetant les événements avec des K_1^0 ayant un parcours plus petit que 2 mm nous perdons l'information des événements à K_1^0 de faible quantité de mouvement, les pertes, α , suivent approximativement une loi en $1/p$; figure I, 1 et référence (I, 2).

$$\alpha = \alpha_0/p \quad (\langle \alpha_0 \rangle = 2,9)$$

En pondérant chaque événement par la quantité

$$\mathcal{P} = \frac{1}{1 - \alpha_0/p}$$

nous n'avons pu déceler un changement de structure des distributions expérimentales et nous considérons que notre coupure, $X < 2 \text{ mm}$, n'introduit aucune distorsion.

3 - Efficacité du traitement

Afin de tenir compte dans le calcul des sections efficaces des événements qui n'ont pu passer la chaîne d'analyse nous sommes amenés à définir une efficacité de traitement. Elle sera donnée par le rapport entre le nombre d'événements sur D.S.T. et le nombre réel d'événements obtenu par une estimation du nombre de bons événements qui sont abandonnés pour des raisons techniques (non mesurable, pas d'ajustement géométrique possible, erreur origine du V^0).

Pour les différentes configurations nous avons estimé les efficacités de traitement suivantes :

0 branche 1 V^0	: 0,93	0 branche 2 V^0	: 0,90
2 branches 1 V^0	: 0,92	2 branches 2 V^0	: 0,90
4 branches 1 V^0	: 0,68 ^(*)		

L'efficacité est beaucoup plus faible pour les événements 4 branches 1 V^0 , ces événements sont en effet difficiles à mesurer.

4 - Evénements ambigus

Une partie importante, 7 % des événements ayant la topologie d'un V^0 avec deux branches restent ambigus après l'étude de la dynamique et l'ionisation : il n'est pas possible de distinguer les mésons K^+ et π^+ . Pour les autres topologies, la proportion d'événements, pour lesquels plusieurs hypothèses demeurent possibles, reste faible (2 à 4 %).

(*) Nous avons tenu compte des événements 2 branches 2 V^0 , où 1 V^0 se désintègre trop près de l'origine, simulant un événement 4 branches 1 V^0 .

5 - Contamination

Nous avons peu d'événements (14) qui satisfont à la fois à un ajustement à quatre contraintes (toutes les particules sont vues) et à une contrainte (une particule neutre manquante) et nous supposons la contamination d'événements à quatre contraintes par des événements à une contrainte (et inversement), négligeable.

Par contre, considérons la réaction :

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- (X^0)$$

où X^0 représente un système $n \pi^0$, $n \geq 1$, de masse M , nécessaire pour satisfaire la conservation de l'impulsion et de l'énergie. A cause de l'erreur sur la masse M , il existe parmi les événements de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^0$ une contamination due aux événements de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- (M^0)$, M^0 représentant un système neutre avec une masse supérieure à 2 fois la masse du π^0 . La figure I, 2 représente les distributions des M^2 ; chaque événement a été pondéré par l'erreur supposée gaussienne. En hachuré nous avons représenté les zones de M^2 susceptibles d'appartenir à deux réactions à la fois, ce qui correspond à une limite supérieure de la contamination.

DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES

Nous nous proposons ici de donner les sections efficaces d'interactions $\bar{p} p$ à (702 ± 23) MeV/c.

Par définition la section efficace est donnée par le rapport du nombre de particules interagissant dans un volume donné au nombre de particules traversant ce volume, on a :

$$\sigma = \frac{N_i}{N \times d \times L \times N_p^-}$$

N_i = nombre d'interaction trouvées dans le volume utile.

L = longueur parcourue

$N \cdot d$ = nombre de particules cibles : N^p nombre d'Avogadro ($6,02 \times 10^{23}$)

d = densité de l'hydrogène dans les conditions
de travail $0,0586 \text{ g/cm}^3$.

N_p^- = nombre d'antiprotons traversant la chambre.

SECTION EFFICACE TOTALE

Nous avons dépouillé, au Collège de France, un lot partiel de clichés (1 cliché sur 10, 1 film sur deux), en comptant le nombre d'antiprotons entrant dans un volume utile, le nombre d'interactions se produisant dans ce volume et en vérifiant que la différence de ces deux nombres est égale au nombre d'antiprotons sortant de cette région.

La longueur parcourue par un antiproton traversant le volume utile sans interaction, a été estimée à $47,8 \pm 1,2 \text{ cm}$.

Une erreur importante sur la section efficace vient de la difficulté de distinguer les antiprotons des parasites (π , μ) dans le faisceau. Pour diminuer cette erreur nous avons éliminé les films (5) avec une mauvaise densité de bulles. Nous avons dépouillé cinq films par expérience, deux fois, afin d'estimer cette erreur, nous avons trouvé un facteur correctif de 0 à 2 % sur la section efficace totale selon les expériences. Nous remarquons que les parasites peuvent être identifiés comme des antiprotons mais pas le contraire, ce qui pouvait donner des sections efficaces systématiquement trop petites. Le double comptage a montré que l'erreur sur le nombre d'interactions due au comptage est comparable à l'erreur statistique.

En supposant que la longueur moyenne des antiprotons interagissant dans la chambre est égale à $L_0/2$ (réf. I, 3) la longueur parcourue L est évaluée par la relation

$$L = N_p^- \cdot L_0 + N_i \cdot L_0/2$$

Les estimations de la section efficace totale dans les trois expériences sont compatibles et globalement nous trouvons

$$\sigma_{\text{tot}} = 140,9 \pm 2,4 \text{ mb}$$

Ce résultat est en accord avec celui donné dans la référence (I, 4) ($\sigma_{\text{tot}} = 143,2 \pm 3,5 \text{ mb}$).

Nous avons obtenu les sections efficaces partielles suivantes :

$$\sigma_{0 \text{ br}} = 13,6 \pm 1,5^{(*)} \text{ mb}$$

$$\sigma_{2 \text{ br}} = 80,0 \pm 1,6 \text{ mb}$$

$$\sigma_{4 \text{ br}} = 43,1 \pm 1,0 \text{ mb}$$

$$\sigma_{6 \text{ br}} = 4,3 \pm 0,3 \text{ mb}$$

La section efficace élastique à 700 MeV/c a été estimée à $45 \pm 5 \text{ mb}$ (réf (I, 5) ^(**)) ce qui entraîne une section efficace inélastique de $96 \pm 6 \text{ mb}$. Avec une section efficace d'échange de charge de l'ordre de 10 mb (réf. I, 5 et I, 6) nous aurons une section efficace d'annihilation d'environ 85 mb.

LES SECTIONS EFFICACES D'ANNIHILATIONS AVEC PRODUCTION D'AU MOINS UN K^0 ET LES TAUX DE PRODUCTION CORRESPONDANTS

Le lot global d'événements correspond à un flux intégré de $3,9 \cdot 10^6$ antiprotons. Pour la détermination des sections efficaces nous n'avons utilisé que les clichés analysés au Collège de France ($2,0 \cdot 10^6$ antiprotons). Nous nous sommes limités à ces événements car nous pouvons définir et estimer avec précision les divers biais cités ci-dessus pour ce lot.

(*) Grande erreur due aux difficultés au comptage.

(**) La même référence (I, 5) rapporte une section efficace totale de $118 \pm 9 \text{ mb}$ ce qui est difficilement compatible avec notre estimation et celle de la référence (I, 4), cependant cette valeur de la section efficace élastique correspond bien à une extrapolation linéaire des mesures récentes de la section efficace élastique dans la région 350 - 600 MeV/c (réf. I, 7).

Nous évaluons le nombre d'événements produits avec K_1^0 , se désintégrant en $\pi^+ \pi^-$, de chaque réaction définie dans le tableau I, 2 par la méthode suivante :

- 1) nous pondérons chaque événement sur DST par l'inverse de la probabilité de voir le K_1^0 se désintégrer dans le volume choisi.
- 2) au nombre d'événements ainsi trouvé par réaction nous ajoutons le nombre d'événements ambigus répartis entre les différentes réactions selon leur poids statistique.
- 3) nous multiplions ce nombre d'événements par l'inverse de l'efficacité du dépouillement et du traitement.

Le nombre total d'interactions $\bar{p} p$ de notre lot est estimé à $(4,25 \pm 0,05) 10^5$, nous pouvons évaluer les taux de production avec K_1^0 . Les taux données en tableau I, 2 correspondent aux K_1^0 produits; les probabilités de la formation d'un ou deux V^0 à la désintégration des systèmes K_1^0 et $K_1^0 K_1^0$ sont données en tableau I, 3.

Tableau I, 3

Système se désintégrant	Probabilité de formation	
	un V^0	deux V^0
K_1^0	2/3	-
$K_1^0 K_1^0$	4/9	4/9

Connaissant la section efficace totale nous obtenons directement les sections efficaces de production avec K_1^0 , nous prenons en plus en considération le fait que le K^0 est une superposition connue de K_1^0 et K_2^0 et nous évaluons la section efficace avec production d'au moins un K^0 :

$$\sigma (\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K} n \pi) = (4,5 \pm 0,2) \text{ mb}$$

Dans le tableau I, 2 nous résumons les taux de production et les sections efficaces pour les différentes réactions avec production de K_1^0 .

L'erreur principale est celle donnée par l'erreur statistique. L'erreur due à la contamination entre différentes voies est trouvée négligeable comparée à l'erreur statistique dans la plupart des voies.

Nous comparons les taux de production d'événements avec K_1^0 pour les expériences d'annihilations $\bar{p} p$ à l'arrêt (réf. I, 8), à 700 MeV/c et à 1,2 GeV/c (réf. I, 9) dans le tableau I, 4. Nous remarquons deux traits intéressants :

- une relative abondance de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^-$ à 700 MeV/c,
- que le rapport entre les taux de production des voies $K_1^0 K_1^0$ et $K_1^0 (K_2^0)$ est faible à 700 MeV/c.

Nous reviendrons sur ces points en partie II.

Tableau I, i

Les annihilations $\bar{p} p$ donnant des états finals avec au moins un K_1^0
vu par son mode de désintégration en $\pi^+ \pi^-$

Voie	Nombre d'événements sur D.S.T
(1) $K_1^0 K_1^0$	4
(2) $K_1^0 K_1^0 (\pi^0)$	138
(3) $K_1^0 K_1^0 (M^0)$	163
(4) $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	481
(5) $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	326
(6) $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (M^0)$	3
(7) $K_1^0 (K)^0 \pi^+ \pi^-$	1300
(8) $K_1^0 (K^0 M^0) \pi^+ \pi^-$	447
(9) $K_1^0 (K^0)$	124
(10) $K_1^0 (K^0 M^0)$	926
(11) $K_1^0 K^+ \pi^-$	793
(12) $K_1^0 K^- \pi^+$	770
(13) $K_1^0 K^+ \pi^- (\pi^0)$	1069
(14) $K_1^0 K^- \pi^+ (\pi^0)$	1039
(15) $K_1^0 K^+ \pi^- (M^0)$	82
(16) $K_1^0 K^- \pi^+ (M^0)$	89
(17) $K_1^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	108
(18) $K_1^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	100
(19) $K_1^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	8
(20) $K_1^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	7
(21) $K_1^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- (M^0)$	1
(22) $K_1^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- (M^0)$	2
TOTAL	7976

Tableau I, 2

Statistique du lot du Collège de France

Voie	Nbre d'év ^{ts} sur D.S.T.	Nbre d'év ^{ts} produits avec $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	Taux de production avec K_1^0 , $\times 10^4$	Section efficace de production K_1^0 , μb
$K_1^0 K_1^0$	1	2.2 $\pm$ 1.5	0.12 $\pm$ 0.08	1.7 $\pm$ 1.1
$K_1^0 K_1^0 (\pi^0)$	71	82 $\pm$ 10	4.4 $\pm$ 0.6	66 $\pm$ 9
$K_1^0 K_1^0 (M)$	87	104 $\pm$ 11	5.5 $\pm$ 0.7	81 $\pm$ 10
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	254	285 $\pm$ 17	16.8 $\pm$ 1.2	237 $\pm$ 20
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	184	209 $\pm$ 15	12.3 $\pm$ 1.1	173 $\pm$ 17
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (M^0)$	1	2.2 $\pm$ 1.5	0.12 $\pm$ 0.08	1.7 $\pm$ 1.1
$K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$	672	881 $\pm$ 32	-	-
$K_1^0 (K^0 M) \pi^+ \pi^-$	204	268 $\pm$ 17	-	-
$K_1^0 (K^0)$	72	90 $\pm$ 10	-	-
$K_1^0 (K^0 M)$	457	546 $\pm$ 25	-	-
(*) $K_1^0 (K_2^0) \pi^+ \pi^-$	-	-	19.9 $\pm$ 1.6	281 $\pm$ 27
(*) $K_1^0 (K_2^0 M) \pi^+ \pi^-$	-	-	1.3 $\pm$ 0.9	18 $\pm$ 13
(*) $K_1^0 (K_2^0)$	-	-	3.1 $\pm$ 0.4	44 $\pm$ 7
(*) $K_1^0 (K_2^0 M)$	-	-	12.7 $\pm$ 1.2	175 $\pm$ 19
$K_1^0 K^\pm \pi^\mp$	845	1111 $\pm$ 35	39.2 $\pm$ 1.7	552 $\pm$ 31
$K_1^0 K^\pm \pi^\mp (\pi^0)$	1087	1435 $\pm$ 41	51.1 $\pm$ 2.3	720 $\pm$ 38
$K_1^0 K^\pm \pi^\mp (M)$	80	110 $\pm$ 11	3.9 $\pm$ 1.5 (*)	55 $\pm$ 22 (**)
$K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	113	202 $\pm$ 18	7.1 $\pm$ 0.7	100 $\pm$ 12
$K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	11	20 $\pm$ 6	0.7 $\pm$ 0.2	10 $\pm$ 3
TOTAL	4237	5411 $\pm$ 79	178 $\pm$ 5	(2.52 $\pm$ 0.07) mb

(*) (Nombre d'événements $K_1^0 K_2^0 n \pi^0$) = (Nombre d'événements $K_1^0 (K) n \pi^0$) - (Nombre d'événements $K_1^0 K_1^0 n \pi^0$) selon tableau 1, 3, voir aussi réf. (I, 2).

(**) La seule voie où l'erreur due à la contamination a de l'importance.

Tableau I, 4

Les taux de production des voies avec K_1^0 expériences à l'arrêt,
à 700 MeV/c et à 1,2 GeV/c

Voie	Arrêt taux de production $\times 10^4$	700 MeV/c taux de production $\times 10^4$	1,2 GeV/c taux de production $\times 10^4$
$K_1^0 K_1^0$	0.08 ± 0.04	0.12 ± 0.08	0.55 ± 0.28
$K_1^0 K_1^0 (\pi^0)$	7.6 ± 0.4	4.4 ± 0.6	4.8 ± 0.9
$K_1^0 K_1^0 (M)$	4.7 ± 0.3	5.5 ± 0.7	5.7 ± 1.1
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	24.1 ± 0.7	16.8 ± 1.2	19.3 ± 2.1
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (\pi^0)$	14.0 ± 0.5	12.3 ± 1.1	17.2 ± 2.1
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (M)$	-	0.12 ± 0.08	0.7 ± 0.3
$K_1^0 (K_2^0) \pi^+ \pi^-$	26.0 ± 0.9	19.9 ± 1.6	15.8 ± 2.4
$K_1^0 (K_2^0 M) \pi^+ \pi^-$	1.4 ± 0.5	1.3 ± 0.9	7.0 ± 1.9
$K_1^0 (K_2^0)$	9.2 ± 0.3	3.1 ± 0.4	2.1 ± 0.6
$K_1^0 (K_2^0 M)$	18.0 ± 0.7	12.7 ± 1.2	13.7 ± 2.0
$K_1^0 K_1^+ \pi^-$	28.2 ± 0.7	39.2 ± 1.7	24.4 ± 2.2
$K_1^0 K_1^+ \pi^- (\pi^0)$	54.8 ± 0.9	51.1 ± 2.3	55.0 ± 3.8
$K_1^0 K_1^+ \pi^- (M^0)$	3.8 ± 0.2	3.9 ± 1.5	6.9 ± 1.0
$K_1^0 K_1^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp$	8.4 ± 0.3	7.1 ± 0.7	9.7 ± 1.2
$K_1^0 K_1^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp (\pi^0)$	-	0.7 ± 0.2	4.2 ± 0.8
$K_1^0 K_1^\pm \pi^\mp \pi^\pm \pi^\mp (M)$	-	-	0.7 ± 0.3
TOTAL	200 ± 2	178 ± 5	188 ± 7
$\sigma (\bar{p} p \rightarrow K^0 K n \pi)$	-	$(4.5 \pm 0.2) \text{ mb}$	$(3.6 \pm 0.2) \text{ mb}$

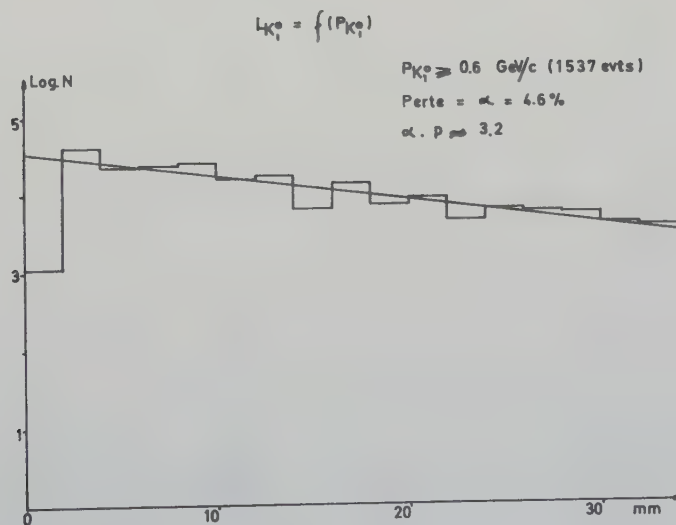
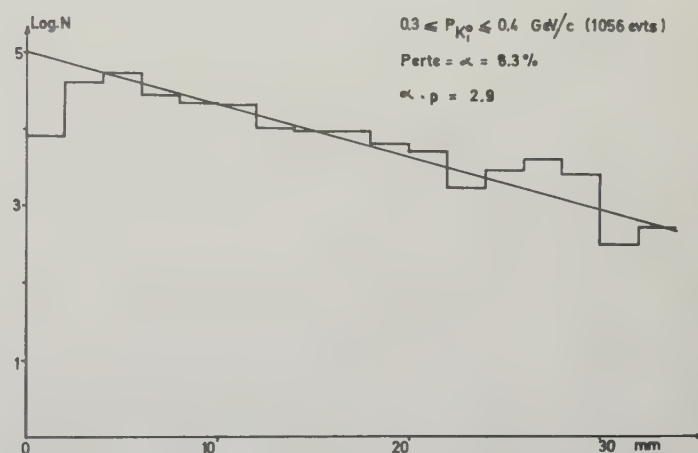
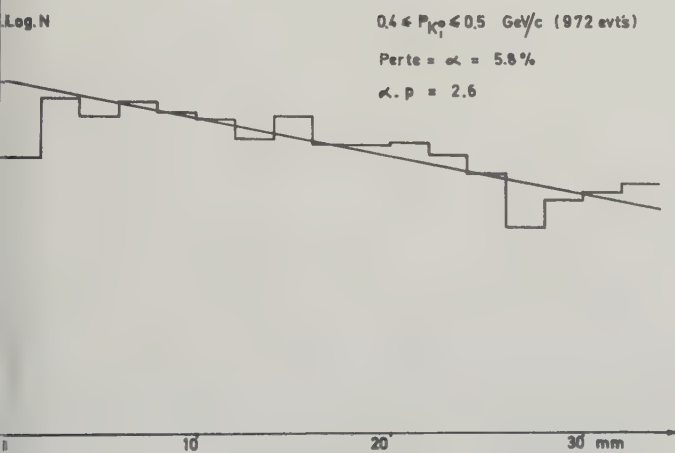
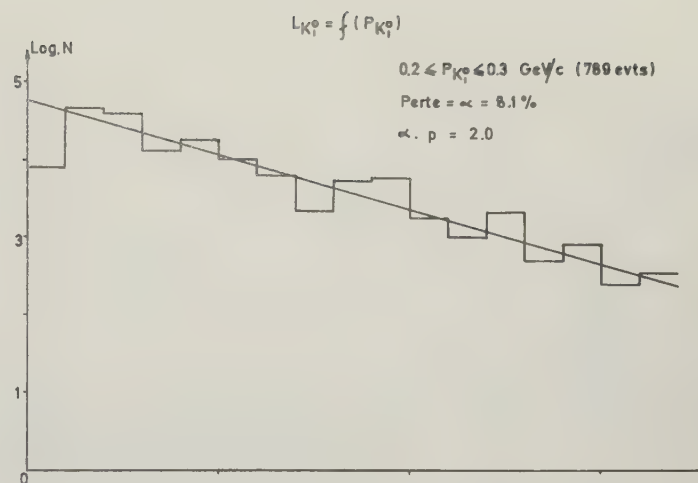
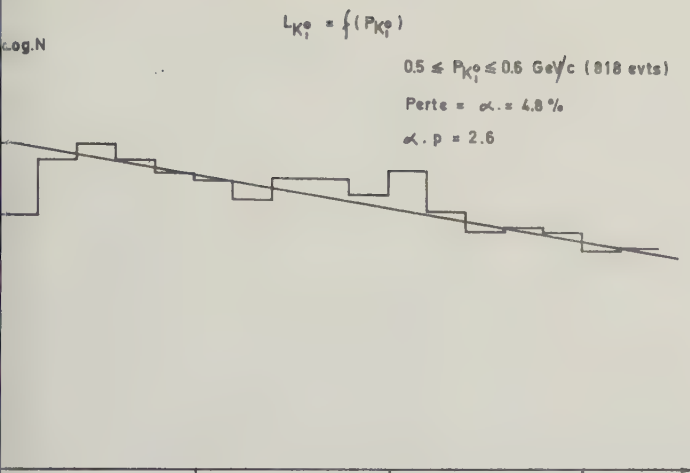


FIGURE I 1

Distributions des carrés des masses manquantes

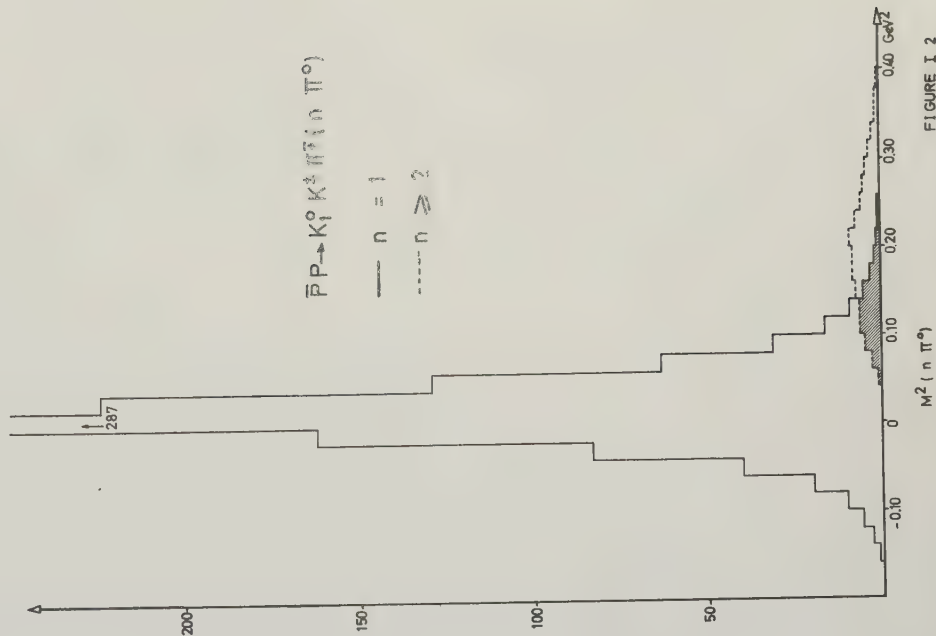
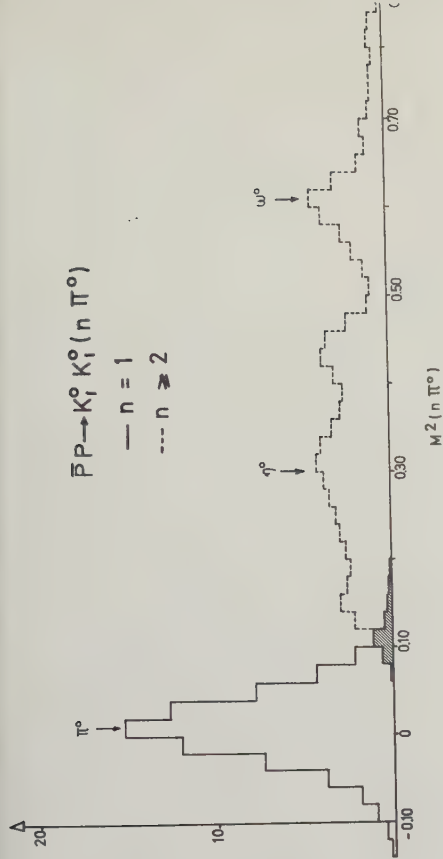
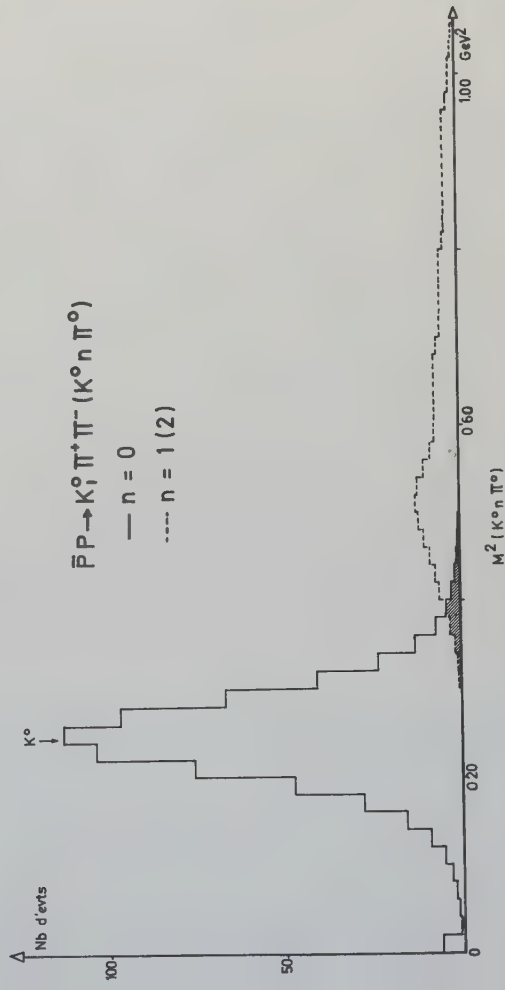
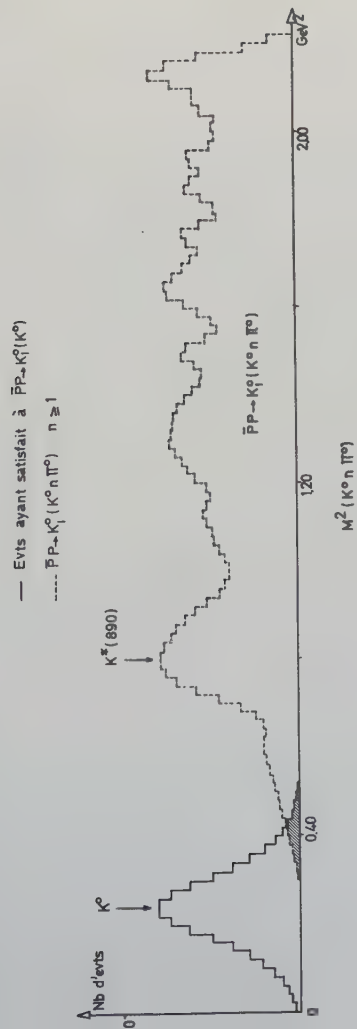


FIGURE I.2



P A R T I E I I

-:-

ETUDES DES ETATS INITIAUX

-:-

INTRODUCTION

Récemment des effets possibles dans la voie directe $\bar{p} p$ ont été rapportés dans la région de masse, $\sqrt{s} \sim 1.9$ à 2.0 GeV, par une étude de la diffusion élastique vers l'arrière, réf. (II, 1). Notre expérience d'annihilation $\bar{p} p$ à 0.7 GeV/c ($\sqrt{s} \sim 2.0$ GeV) ne permet pas de savoir si de tels effets existent, cependant il est intéressant de comparer les taux d'annihilations à 0.7 GeV/c avec ceux des expériences antérieures, à l'arrêt et à 1.2 GeV/c et de voir si pour des voies particulières nous pouvons les lier à un état initial dominant.

Plus généralement, une étude expérimentale à cette énergie, de la contribution relative des différentes ondes partielles, pour certaines voies particulières, peut être d'intérêt pour une meilleure connaissance du processus d'annihilation.

Parmi les annihilations $\bar{p} p$ donnant au moins un K_1^0 deux voies ont montré des anomalies à 0.7 GeV/c :

- a) la voie $\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ où le rapport $K_1^0 K_1^0 / K_1^0 K_2^0$ paraît anormalement petit.
- b) la voie $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$ qui est produite plus abondamment qu'à l'arrêt et à 1.2 GeV/c,

Nous allons les étudier dans les deux chapitres suivants, nous traiterons également les réactions $\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ (ρ^0 , ω^0).

Faisons tout d'abord une remarque sur la section efficace inélastique. Si α désigne l'état initial et β toutes les voies ouvertes inélastiques, dans le cas où les particules incidentes ne sont pas polarisées, la condition d'unitarité détermine une limite supérieure de la section efficace inélastique de la transition $\alpha \rightarrow \beta$:

$$\sigma_{\alpha \rightarrow \beta} (1, s, j) \leq \frac{2j + 1}{(2s_x + 1)(2s_y + 1)} \pi/k^2$$

où s_x et s_y sont les spins des particules de la voie initiale.

j le moment angulaire total

l le moment angulaire relatif orbital des deux particules dans la voie initiale,

s le spin total dans la voie initiale,

k l'impulsion de la particule incidente dans le système du centre de masse de la réaction,

Pour une valeur donnée de l la relation précédente s'écrit :

$$\sigma_{\alpha \rightarrow \beta} (1, s, j) \leq (2l + 1) \pi/k^2$$

Dans les deux relations le signe égal est atteint lorsque l'absorption est maximale.

Expérimentalement, nous avons estimé la section efficace inélastique à 96 ± 6 mb. L'utilisation de la relation précédente fournit une limite supérieure de la contribution de chacune des ondes partielles, soit :

$$\begin{array}{ll} l = 0 & \text{onde S} \leq \pi/k^2 = 11 \text{ mb} \\ l = 1 & \text{onde P} \leq 3\pi/k^2 = 33 \text{ mb} \\ l = 2 & \text{onde D} \leq 5\pi/k^2 = 55 \text{ mb} \end{array}$$

Ces résultats montrent qu'il est nécessaire d'introduire au moins l'onde D pour rendre compte de la section efficace inélastique observée.

CHAPITRE I

-:-

LA REACTION $\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0$

-:-

Nous avons dénombré :

$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0$	5 événements
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 (K^0)$	124 événements

La conjugaison de charge du système $K^0 \bar{K}^0$ détermine son mode de désintégration. En effet, dans un état de conjugaison de charge C bien définie, il s'écrit :

$1/\sqrt{2} (K^0 \bar{K}^0 + C (K^0 \bar{K}^0))$. Avec les conventions habituelles de définition des K^0 et $\bar{K}^0$ on trouve :

$$K^0 \bar{K}^0_C = +1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1^0 K_1^0 - K_2^0 K_2^0)$$

$$K^0 \bar{K}^0_C = -1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K_1^0 K_2^0 - K_2^0 K_1^0)$$

Nous avons estimé le nombre d'événements $K^0 \bar{K}^0$ produits dans les deux états de conjugaison de charge $C = +1$ et $C = -1$ en tenant compte d'une part du rapport de branchement :

$$\frac{K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K_1^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0} \sim 2$$

et d'autre part de la perte des K_1^0 due aux conditions expérimentales. Les résultats sont donnés dans le tableau suivant :

Tableau II, 1

Etat final	Evénements observés	Evénements produits
$K_1^0 K_1^0$	5	13 ± 6
$K_1^0 K_2^0$	119	210 ± 19

La conservation du moment angulaire total (J), de la parité (P) et de la conjugaison de charge (C) imposent les états possibles du système initial $\bar{p} p$:
L'état $K_1^0 K_1^0$ est caractérisé par :

$$P = + 1 \qquad C = + 1 \qquad J \text{ pair}$$

tandis que pour l'état $K_1^0 K_2^0$ on a :

$$P = - 1 \qquad C = - 1 \qquad J \text{ impair}$$

d'autre part l'état initial $\bar{p} p$ a les nombres quantiques suivants :

$$P = (- 1)^{L + 1} \qquad C = (- 1)^{L + S}$$

où L est le moment angulaire orbital du système $\bar{p} p$ et S son spin.

Dans le tableau suivant nous avons résumé les divers états possibles.

Tableau II, 2

Etat final	J^{PC}	Etat initial $2S + 1L_J$
$K_1^0 \bar{K}_1^0$	$0^{++}, 2^{++}, \dots$	$3P_0, (3P_2, 3F_2), \dots$
$K_1^0 \bar{K}_2^0$	$1^{--}, 3^{--}, \dots$	$(3S_1, 3D_1), (3D_3, 3G_3) \dots$

Il est raisonnable de supposer que les constantes de couplage des systèmes $K^0 \bar{K}^0_C = \pm 1$ avec le système $\bar{p} p$ sont équivalentes; nous pouvons alors évaluer les proportions respectives d'ondes paires et impaires du système $\bar{p} p$ dans la réaction $\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0$.

Le rapport ondes impaires sur ondes paires est estimé à $12 \pm 7 \%$ où l'erreur est purement statistique.

La réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 \bar{K}_2^0$ est suffisamment fréquente pour permettre l'étude de la corrélation angulaire entre la direction du K_1^0 et celle de l'antiproton. Cette distribution (fig. II, 1a) présente une forte anisotropie, ce qui suggère l'existence d'ondes d'ordre élevé. La distribution doit être symétrique (la parité de la réaction est définie) ce qui est bien vérifié expérimentalement. L'ajustement d'un polynôme de la forme $\sum a_{2\ell} \cos^{2\ell}(\theta)$ sur la distribution repliée (fig. II, 1b) permet d'estimer l'ordre minimal de moment angulaire orbital qu'il est nécessaire d'introduire. Nous voyons sur le tableau (II, 3) qu'il suffit de se limiter à $L = 2$ pour avoir un bon ajustement (en trait continu sur la figure II, 1b). La pondération des événements ne change pas l'allure de l'histogramme. Une étude des erreurs systématiques n'a pu expliquer le peu d'événements dans les bandes extrêmes : $0,9 \leq |\cos(\theta)| \leq 1,0$.

Dans ce cas la présence d'onde G ($L = 4$) paraît non nécessaire dans cette réaction. Dans toutes les autres réactions étudiées, statistiquement plus importantes nous n'avons pu mettre en évidence expérimentalement la présence d'éventuelles ondes F ($L = 3$) ou G ($L = 4$).

En nous limitant aux ondes D nous analyserons la distribution angulaire de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0$ en vue de déterminer l'importance relative des trois états initiaux possibles 3S_1 , 3D_1 , 3D_3 .

Il est impossible de déterminer exactement les contributions relatives de ces trois états, mais nous allons voir qu'il est possible d'estimer une limite inférieure de la contribution de l'onde D dans la voie étudiée. Pour construire l'élément de matrice de transition nous allons utiliser la technique des tenseurs cartésiens de Zemach (réf. II, 2). L'amplitude totale de transition $\langle \bar{p} p | T | K_1^0 K_2^0 \rangle$ de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0$ sera la somme des amplitudes de transition des différents états initiaux.

Définissons :

A_S amplitude de transition de l'état 3S_1

A_{D1} amplitude de transition de l'état 3D_1

A_{D3} amplitude de transition de l'état 3D_3

nous trouvons :

$$T = A_S (\vec{K} \cdot \vec{S}) + A_{D1} [(\vec{K} \cdot \vec{p})(\vec{p} \cdot \vec{S}) - \frac{1}{3} (\vec{K} \cdot \vec{S}) p^2] \\ + A_{D3} [(\vec{p} \cdot \vec{K})^2 (\vec{K} \cdot \vec{S}) - \frac{1}{5} \vec{K}^2 p^2 (\vec{K} \cdot \vec{S}) - \frac{2}{5} (\vec{p} \cdot \vec{S}) \vec{K}^2 (\vec{K} \cdot \vec{p})]$$

où :

$\vec{K}$ est l'impulsion du K_1^0 dans le centre de masse

$\vec{p}$ est l'impulsion du $\bar{p}$ dans le centre de masse

$\vec{S}$ représente le spin du système $\bar{p} p$ ($S = 1$).

Remarque : On peut montrer que cet élément de matrice apparemment non relativiste, l'est en réalité (réf. II, 2)

En normalisant la distribution à l'unité nous pouvons fixer une des amplitudes et évaluer les autres en fonction de la première.

Soit : $A_s = 1$

$$A_{D1} = \rho_1 e^{i\phi_1}, A_{D3} = \rho_3 e^{i\phi_3}$$

où ϕ_1 et ϕ_3 sont réels et ρ_1, ρ_3 réels positifs.

On trouve : $|T|^2 = M + N \cos^2 \theta + P \cos^4 \theta$

$$\text{où } \cos \theta = \frac{(\vec{p} \cdot \vec{K})}{|\vec{p}| |\vec{K}|}$$

$$M = \frac{1 + \frac{1}{9} \rho_1^2 + \frac{1}{25} \rho_3^2 - \frac{2}{3} \rho_1 \cos \phi_1 - \frac{2}{5} \rho_3 \cos \phi_3 + \frac{2}{15} \rho_1 \rho_3 \cos (\phi_3 - \phi_1)}{2 + \frac{4}{9} \rho_1^2 + \frac{8}{75} \rho_3^2} \quad (1)$$

$$N = \frac{\frac{1}{3} \rho_1^2 - \frac{2}{25} \rho_3^2 + 2 \rho_1 \cos \phi_1 + \frac{6}{5} \rho_3 \cos \phi_3 - \frac{8}{5} \rho_1 \rho_3 \cos (\phi_3 - \phi_1)}{2 + \frac{4}{9} \rho_1^2 + \frac{8}{75} \rho_3^2} \quad (2)$$

$$P = \frac{\frac{1}{5} \rho_3^2 + 2 \rho_1 \rho_3 \cos (\phi_3 - \phi_1)}{2 + \frac{4}{9} \rho_1^2 + \frac{8}{75} \rho_3^2} \quad (3)$$

Les valeurs de M, N, P seront déterminées à partir de la distribution expérimentale, deux sont indépendantes et la troisième est imposée par la normalisation. Nous avons quatre paramètres, donc un problème indéterminé, mais nous pourrions cependant estimer la limite inférieure à la proportion onde D/onde (D + S).

Nous considérons la relation (3).

Introduisons :

$$S = \sqrt{\frac{2}{9}} \rho_1$$

$$T = \sqrt{\frac{4}{75}} \rho_3$$

$$R = \frac{T}{S}$$

où S, T, R sont positifs.

$$S^2 = \frac{2 P}{-2 P + R^2 (15/4 - 2 P) + 15 \sqrt{1.5} R \cos (\phi_3 - \phi_1)}$$

a) $P < 0$ entraîne $\cos (\phi_3 - \phi_1) < 0$ pour avoir $S^2 > 0$, et la valeur minimum de S^2 est donnée par la relation :

$$S_{\min}^2 = \frac{2 P}{-2 P + R^2 (15/4 - 2 P) - 15 \sqrt{1.5} R}$$

pour R fixe :

$$\frac{\text{Onde D}}{\text{Onde (D + S)}_{\min.}} = \frac{S_{\min.}^2 (1 + R^2)}{1 + S_{\min.}^2 (1 + R^2)} \times 100 \%$$

b) $P > 0$, nous n'avons pas de prévision.

Nous avons trouvé expérimentalement (tableau II, 3)

$$M = 0,17 \pm 0,04$$

$$N = 1,8 \pm 0,3$$

$$P = -1,3 \pm 0,4$$

avec $X^2/\langle X^2 \rangle = 9,7/7$ (20 % probabilité).

Nous avons calculé le minimum de la quantité onde D/onde (D + S) comme une fonction de R et P ($P < 0$) et vérifié que la valeur minimum est une solution possible pour les valeurs M et N ajustées :

$$\frac{\text{onde D}}{\text{onde (D + S)}} \geq 73 \% \text{ (intervalle de confiance 68 \%)}$$

Dans l'hypothèse où nous n'avons pas d'onde S, nous pouvons déterminer la contribution relative des états initiaux 3D_1 et 3D_3 . Cependant, l'importance des erreurs rend cette estimation sans valeur.

Le cas extrême où seulement 3D_1 contribue, donne une explication satisfaisante de la distribution angulaire expérimentale. Dans ce cas on a :

$$W(\cos\theta) = \frac{1}{4} (1 + 3 \cos^2\theta)$$

avec une probabilité de 10 % ($\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 14.7/9$), sur la figure (II, 1b) en trait pointillé.

Au contraire l'hypothèse d'un état initial pur 3D_3 est peu probable ($\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 36/9$, < 1 % de probabilité).

Nous avons calculé une amplitude 3G_3 pour ajuster le couple 3D_1 et 3G_3 :

$$^3D_1 : 100^{+0}_{-1} \% \qquad ^3G_3 : 0^{+1}_{-0} \%$$

Nous pouvons compléter cette étude en rappelant les résultats obtenus aux deux énergies suivantes :

$\bar{p} p$ à l'arrêt (réf. II, 3) et $\bar{p} p$ à 1,2 GeV/c (réf. II, 4)

$\bar{p} p$	Nombre d'événements		Ondes impaires Ondes paires
	$K_1^0 \quad K_1^0$	$K_1^0 \quad (K^0)$	
à l'arrêt	3 ± 2	640	$1,4 \pm 1 \%$
700 MeV/c	5	124	$12 \pm 7 \%$
1,2 GeV/c	8	66	$\simeq 40 \%$

A 1,2 GeV/c la statistique restreinte ne permettait pas une étude de la distribution angulaire ($K_1^0, \bar{p}$).

En résumé, dans l'hypothèse où les constantes de couplage des systèmes $K^0 \bar{K}^0_C = \pm 1$ au système $\bar{p} p$ sont égales nous avons évalué la proportion des ondes

$\frac{P+F}{S+D}$ à $12 \pm 7 \%$. L'hypothèse d'une seule onde, en l'occurrence 3D_1 rend bien compte de la distribution angulaire expérimentale.

Tableau II, 3

Ajustement d'un polynôme de la forme $\sum a_{2l} \cos^{2l}(\theta)$ à la distribution en $\cos(\theta)$ de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0$

Hypothèse	$X^2/\langle X^2 \rangle$	a_0	a_2	a_4	a_6	a_8
$1 \leq 0$	48 /9	0,5	-	-	-	-
$1 \leq 1$	15 /8	$0,25 \pm 0,03$	$0,77 \pm 0,09$	-	-	-
$1 \leq 2$	9,7/7	$0,17 \pm 0,04$	$1,8 \pm 0,3$	$-1,3 \pm 0,4$	-	-
$1 \leq 3$	4,3/6	$0,23 \pm 0,05$	$-0,4 \pm 0,7$	$6,3 \pm 2,3$	$-5,9 \pm 1,8$	-
$1 \leq 4$	2,6/5	$0,19 \pm 0,05$	$1,5 \pm 1,3$	$-7,0 \pm 7,7$	20 ± 15	-15 ± 9

Remarques sur les réactions $\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 X^0$ où $X^0 = \rho^0, \omega^0$

Nous avons évalué la production $K_1^0 K_1^0 \rho^0$ avec $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ à 58 ± 15 événements tandis que la production $K_1^0 K_2^0 \rho^0$ semble absente, 0_{-0}^{+16} événements (Annexe II).

Egalement la production $K^0 \bar{K}^0 \omega^0$ paraît liée aux états initiaux de conjugaison de charge négative ; nous observons 192 ± 10 événements de l'état final $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ avec $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ tandis que l'état final $K_1^0 K_2^0 \omega^0$ ne semble pas être produit (limite supérieure 121 événements mais compatible avec 0) (voir annexe II).

Des observations analogues ont été faite pour les annihilations $\bar{p} p$ à 1,2 GeV/c et à l'arrêt.

La réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \omega^0$ avec $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ est suffisamment pure expérimentalement, fig. (II, 2) pour permettre une étude des corrélations angulaires. Nous avons vérifié la compatibilité du rapport d'embranchement $\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0}$ de notre expérience avec les données actuelles (réf. II, 5).

Nous définissons trois quadri-vecteurs pour décrire l'état final $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ avec $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

$$\omega^\mu = \epsilon^{\mu\nu\sigma\rho} P_{1\nu} P_{2\sigma} P_{3\rho} / m_{123}$$

$$K^\mu = K_1^\mu - K_2^\mu$$

$$(K K)^\mu = K_1^\mu + K_2^\mu - \frac{(K_1 + K_2) \cdot Q}{Q^2} Q^\mu \quad \text{où} \quad Q^\mu = K_1^\mu + K_2^\mu + P_1^\mu + P_2^\mu + P_3^\mu$$

K_1, K_2, P_1, P_2, P_3 sont les quadrivecteurs impulsion-énergie dans le centre de masse totale des particules $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ prises dans cet ordre m_{123} la masse effective du système $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

L'état initial $\bar{p} p$ est défini par l'impulsion de l'antiproton dans le centre de masse total, $\vec{p}$.

Dans le centre de masse total nous pouvons définir six angles à l'aide de l'impulsion de l'antiproton et des parties vectorielles de ces trois quadri-vecteurs. Les distributions angulaires expérimentales correspondantes sont montrées dans la figure (II, 3). Les événements $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ sont définis par la coupure $0.56 \text{ GeV}^2 < M_{123}^2 < 0.64 \text{ GeV}^2$. Les distributions en $\cos(\vec{\omega}, \vec{K} \vec{K})$, $\cos(\vec{K}, \vec{K} \vec{K})$ et $\cos(\vec{p}, \vec{K} \vec{K})$ sont isotropes ce qui suggère un moment angulaire orbital entre les systèmes $K \bar{K}$ et ω^0 égal à zéro, $L_{\bar{K}K, \omega} = 0$, cependant la structure des distributions en $\cos(\vec{p}, \vec{K})$ et $\cos(\vec{\omega}, \vec{p})$ rend probable la présence d'ondes d'ordre élevés dans l'état initial $\bar{p} p$ et le système $K_1^0 K_1^0$.

Nous allons supposer que les barrières centrifuges limitent l'ordre des moments angulaires orbitaux à 2 pour l'état initial ($\sim 100 \text{ MeV}$ d'énergie cinétique) ainsi que pour l'état final $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ ($\sim 200 \text{ MeV}$ d'énergie cinétique). La conservation de J^{PC} dans la réaction détermine les états initiaux possibles des différentes configurations de l'état final; nous les donnons dans le tableau ci-après : $L_{\bar{K}K}$, représente le moment angulaire orbital du système $K_1^0 K_1^0$, $L_{\bar{K}K, \omega}$ a déjà été défini.

Tableau II, 4

$L_{K, K}$	$L_{KK, \omega}$	J^{PC}	Etat initial
0	0	1^{--}	$^3S_1, ^3D_1$
2	0	$1^{--}, 2^{--}, 3^{--}$	$^3S_1, ^3D_{1,2,3}$
0	1	1^{+-}	1P_1
0	2	$1^{--}, 2^{--}, 3^{--}$	$^3S_1, ^3D_{1,2,3}$

Une solution complexe avec toutes ces ondes et configurations en interférence peut très probablement reproduire les distributions angulaires de la figure II, 3; cependant, il est intéressant de remarquer qu'il suffit d'introduire l'état initial 3D_1 pour avoir une solution acceptable.

Tableau II, 5

Distributions angulaires prévues pour la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \omega$
avec l'état initial 3D_1

$L_{K,K}$	$L_{KK,\omega}$	$\cos(\vec{\omega}, \vec{K}\vec{K})$	$\cos(\vec{\omega}, \vec{K})$	$\cos(\vec{K}, \vec{K}\vec{K})$	$\cos(\vec{p}, \vec{\omega})$	$\cos(\vec{p}, \vec{K}\vec{K})$	$\cos(\vec{p}, \vec{K})$
0	0	1	1	1	$1+3\cos^2\alpha$	1	1
2	0	1	$1+3\cos^2\alpha$	1	$19+3\cos^2\alpha$	1	$1+\cos^2\alpha$

Nous avons ajusté les proportions de ces deux configurations de l'état final :

$$^3D_1 (L_{K,K} = 0) : 57 \pm 9 \%$$

$$^3D_1 (L_{K,K} = 2) : 43 \pm 9 \%$$

L'ajustement a une bonne probabilité $\sim 50 \%$ ($\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 27/28$). Le terme d'interférence est trouvé négligeable (la phase $\phi = 1,69 \pm 0,16$).

Une aussi grande proportion du système $K_1^0 K_1^0$ sur onde D laisse croire à une forte influence sur le spectre $M^2 (K_1^0 K_1^0)$, qui cependant suit bien la prédiction du modèle statistique. Par une méthode de Monte-Carlo nous avons contrôlé que ce spectre est compatible avec la solution de l'étude des distributions angulaires, figure II, 4.

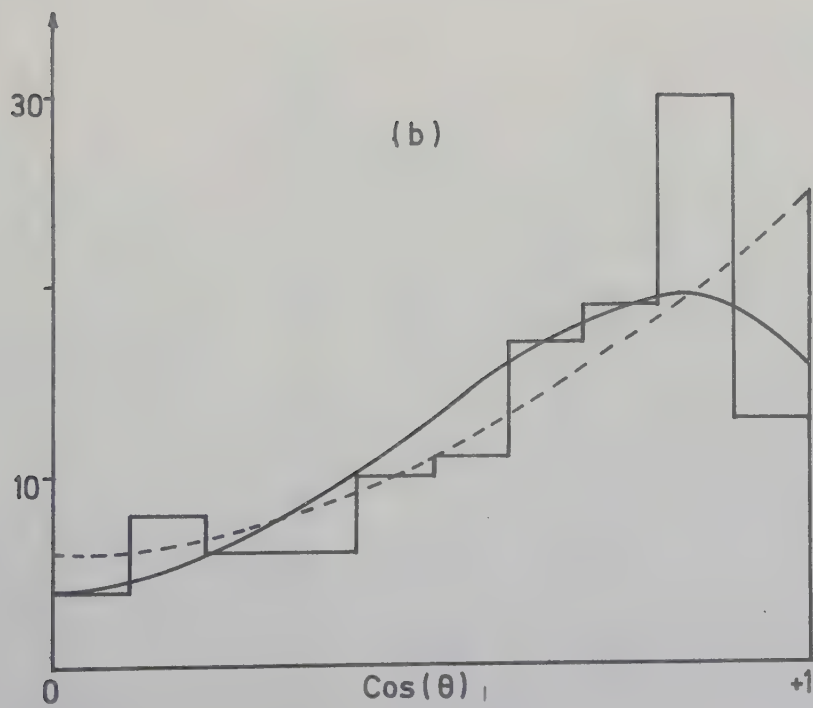
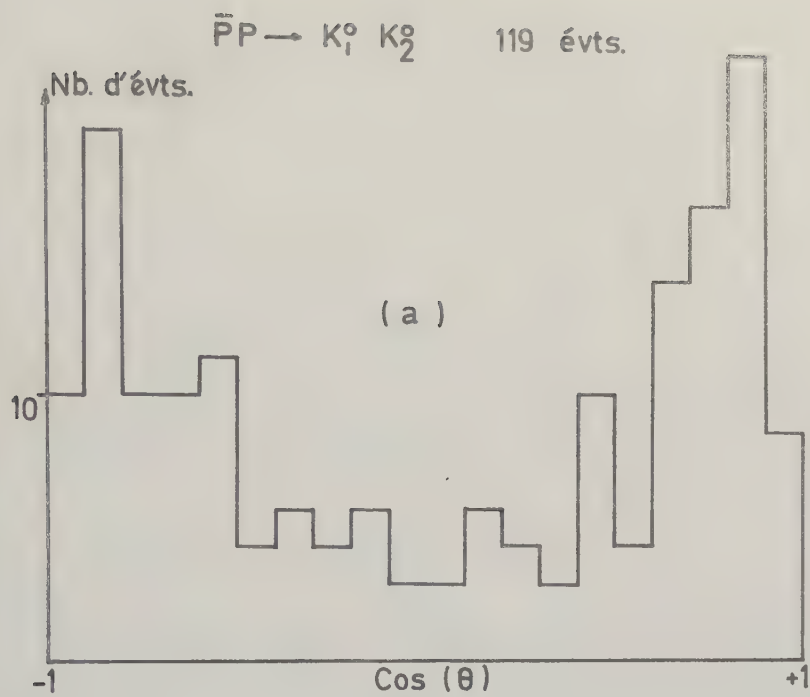


FIGURE II 1

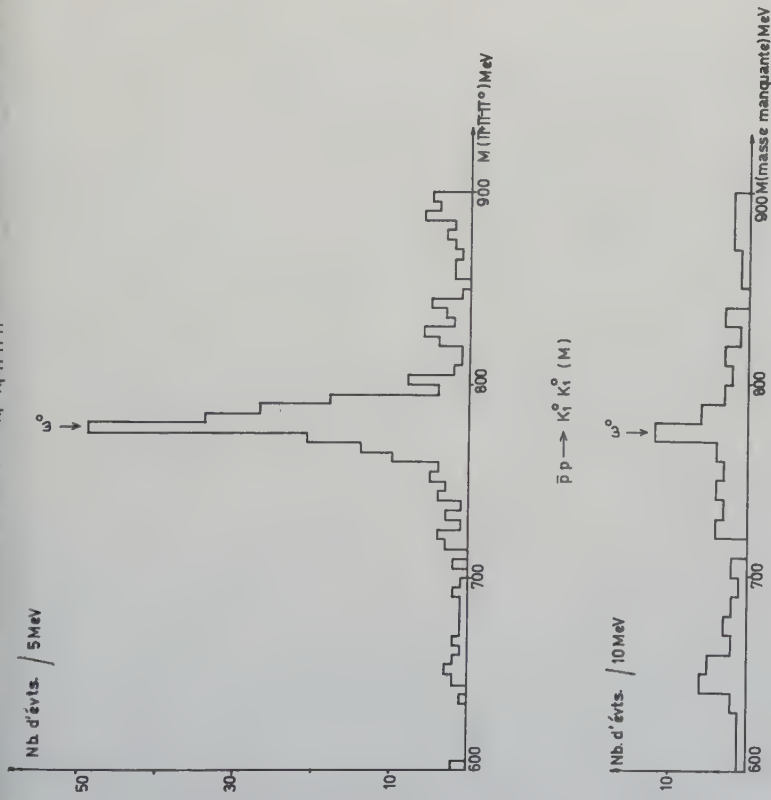


FIGURE II.2

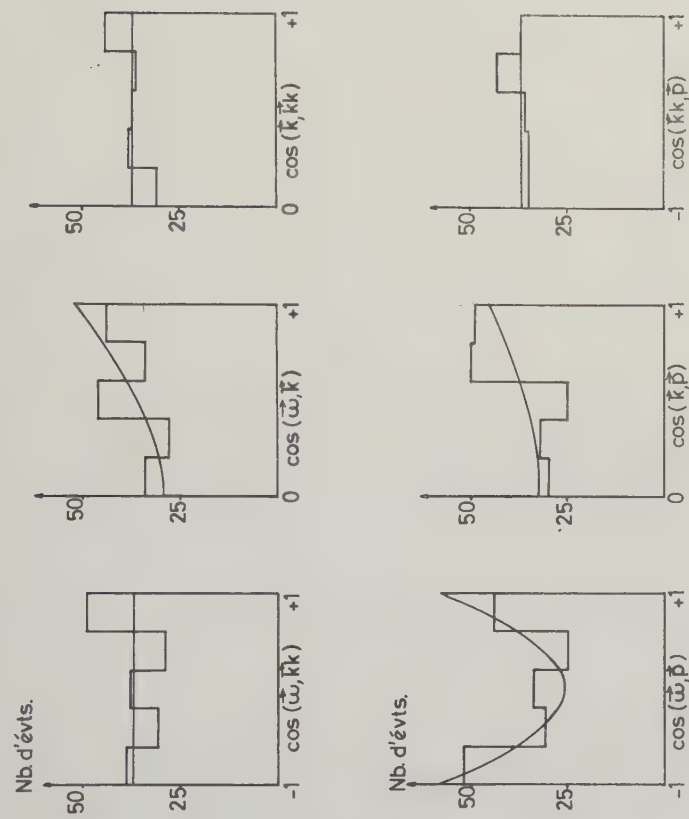


FIGURE II.3

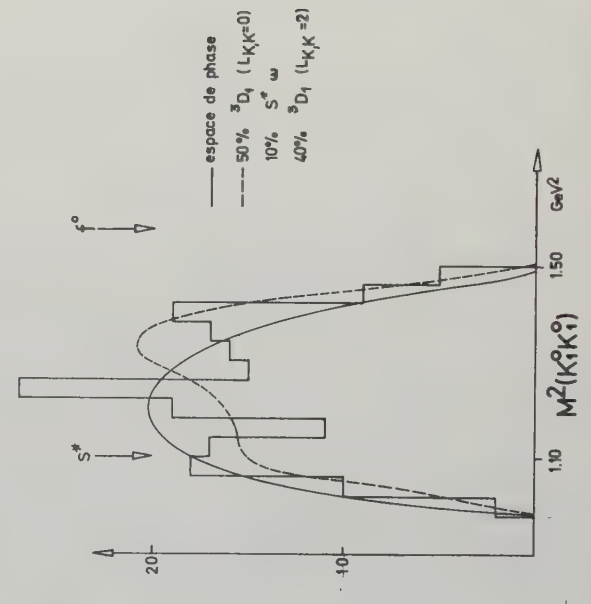


FIGURE II.4

C H A P I T R E II

-:-

LA REACTION $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$
(1563 événements $\sigma = 0,55 \pm 0,03$ mb)

-:-

Dans le tableau II, 6 nous comparons les taux de production de l'état final $K_1^0 K^+ \pi^-$ pour les trois expériences d'annihilations $\bar{p} p$ à basse énergie faites au laboratoire. Nous voyons que l'état final $K_1^0 K^+ \pi^-$ représente une plus grande proportion des annihilations à 700 MeV/c qu'à 0 MeV/c ou à 1,2 GeV/c. Nous rappelons que c'est seulement cette configuration qui montre une telle différence entre les trois énergies. Le diagramme de Dalitz de l'état final $K_1^0 K^+ \pi^-$ à 700 MeV/c (figure II, 5) montre une abondante production de $K^*(892)$ et une nette accumulation dans la bande du A_2 ($1,52 \text{ GeV}^2 \leq M_{K_1^0 K^+}^2 < 1,94 \text{ GeV}^2$); ceci est un trait général pour cette réaction aux trois énergies. Les taux de production de ces résonances dans cet état final ne dépendent pas de l'énergie de l'annihilation, tableau II, 6.

Tableau II, 6

Impulsion $\bar{p}$	0 GeV/c Réf. (II, 6)	0,7 GeV/c	1,2 GeV/c Réf. (I, 9)
Taux de production en $K_1^0 K^+ \pi^-$	$(28,2 \pm .7) 10^{-4}$	$(39,2 \pm 1,7) 10^{-4}$	$(24,4 \pm 2,2) 10^{-4}$
Taux de la voie de $K^*(892)$	$\sim 40 \%$	$\sim 46 \%$	$\sim 44 \%$
A_2 (1300)	$\sim 15 \%$	$\sim 10 \%$	$\sim 8 \%$

Nous analyserons d'abord la dépendance angulaire de la production en quasi-deux corps $K^* \bar{K}$ ($\bar{K}^* K$) et $A_2 \pi$ supposant connus le spin et la parité de ces résonances (1^- et 2^+ respectivement). Avec l'information extraite de cette analyse nous étudierons ensuite le diagramme de Dalitz.

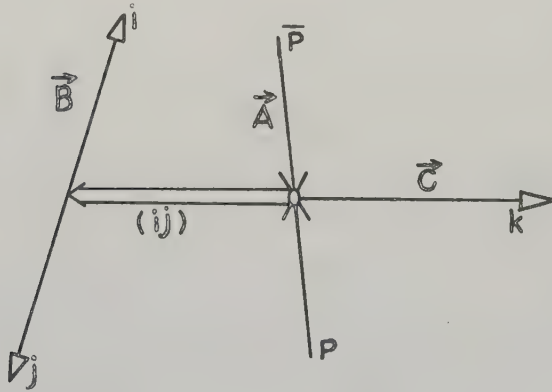
a) Etude de la dépendance angulaire des réactions $\bar{p} p \rightarrow K^* \bar{K}$ ($\bar{K}^* K$) et $\bar{p} p \rightarrow A_2 \pi$

Sur la figure II, 6 nous définissons trois angles pour chaque réaction à deux corps dans le centre de masse total :

$$\bar{p} p \rightarrow K^{*0} K_1^0 \quad K^{*0} \rightarrow K_1^+ \pi^- \quad (1)$$

$$\bar{p} p \rightarrow K^{*-} K^+ \quad K^{*-} \rightarrow K_1^0 \pi^- \quad (2)$$

$$\bar{p} p \rightarrow A_2^\pm \pi^\mp \quad A_2^\pm \rightarrow K_1^0 K^\pm \quad (3)$$



$$\cos \theta = \frac{\vec{B} \cdot \vec{C}}{|\vec{B}| \cdot |\vec{C}|}$$

$$\cos \phi = \frac{\vec{A} \cdot \vec{C}}{|\vec{A}| \cdot |\vec{C}|}$$

$$\cos \psi = \frac{\vec{A} \cdot \vec{B}}{|\vec{A}| \cdot |\vec{B}|}$$

Figure II, 6

Les vecteurs $\vec{B}$ et $\vec{C}$ sont définis comme la partie vectorielle dans le centre de masse total des quadrivecteurs B^μ et C^μ :

$$B^\mu = p_i^\mu - p_j^\mu - \frac{(p_i + p_j)^\nu (p_i - p_j)_\nu}{(p_i + p_j)^\lambda (p_i + p_j)_\lambda} (p_i + p_j)^\mu$$

$$C^\mu = p_k^\mu - \frac{p_k^\nu Q_\nu}{Q^\lambda Q_\lambda} Q^\mu \quad \text{avec } Q^\mu = p_i^\mu + p_j^\mu + p_k^\mu$$

où p_i, p_j, p_k sont les quadrivecteurs énergie-impulsion des particules i, j, k dans le centre de masse total.

Nous remarquons que dans le centre de masse des particules (i, j), B^μ prend la forme : $B^\mu = (0, \vec{p}_i - \vec{p}_j)$ et C^μ s'écrit dans le centre de masse total $C^\mu = (0, \vec{p}_k)$.

Les réactions

$$\begin{aligned} \bar{p} p &\rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \\ \text{et } \bar{p} p &\rightarrow K_1^0 K^- \pi^+ \end{aligned}$$

sont conjuguées de charge. La conservation de la conjugaison de charge dans les interactions fortes nous permet d'additionner les distributions angulaires de ces deux réactions, en utilisant le vecteur $\vec{A}$, impulsion de l'antiproton dans la première réaction et $-\vec{A}$ l'impulsion du proton dans la deuxième réaction.

Nous avons défini les événements $K_1^0 K^\pm \pi^\mp$ et A_2 par les contraintes suivantes sur le carré de la masse effective (notation : $K_1^0 K^\pm \pi^\mp$ est équivalent à $K_1 K_2 \pi_3$)

$$0,7 \text{ GeV}^2 \leq M_{13}^2 \leq 0,9 \text{ GeV}^2$$

$$0,7 \text{ GeV}^2 \leq M_{23}^2 \leq 0,9 \text{ GeV}^2$$

$$1,52 \text{ GeV}^2 \leq M_{12}^2 \leq 1,94 \text{ GeV}^2$$

Les distributions expérimentales, figure II, 7, montrent des structures indiquant la présence d'ondes d'ordre élevé.

Pour chaque état initial, de moment angulaire total (J), parité (P) et conjugaison de charge (C), l'isospin (I) peut prendre deux valeurs : $I = 0$ où $I = 1$ et la parité G sera :

$$G(\bar{p} p) = C \cdot (-1)^I$$

La parité G de l'état final $K_1^0 K^\pm \pi^\mp$ s'exprime par la relation

$$G(K_1^0 K^\pm \pi^\mp) = G(K_1^0 K^\pm) \cdot G(\pi^\mp) = (-1)^{I_{K\bar{K}}} + \ell_{K\bar{K}} \cdot (-1)$$

où $I_{K\bar{K}}$ est l'isospin du système $K_1^0 K^\pm$, $I_{K\bar{K}} = 1$

et $\ell_{K\bar{K}}$ est le moment angulaire orbital relatif du système $K_1^0 K^\pm$.

En conséquence

$$G(K_1^0 K^\pm \pi^\mp) = (-1)^{\ell_{KK}}$$

L'amplitude de transition de l'état initial i (J^{PC} défini) s'écrit selon la parité G

$$T_i = T_i^+ + T_i^-$$

où T_i^+ est symétrique dans l'échange des K , ($G = +$)

et T_i^- est antisymétrique dans l'échange des K , ($G = -$)

L'amplitude de transition totale (M) est la somme des amplitudes $T_i^\pm$

$$M = \sum_i (T_i^+ + T_i^-) \equiv T^+ + T^-$$

$$\text{où } T^+ = \sum_i T_i^+ \quad \text{et } T^- = \sum_i T_i^-$$

$$|M|^2 = |T^+|^2 + |T^-|^2 + 2 \operatorname{Re} T^{+*} T^- = M' + M''$$

où

$$M' = |T^+|^2 + |T^-|^2 \quad \text{est symétrique dans l'échange des } K$$

$$\text{et } M'' = 2 \operatorname{Re} T^{+*} T^- \quad \text{est antisymétrique dans l'échange des } K$$

Par conséquent, en symétrisant dans l'échange des K , les distributions expérimentales, nous pourrions nous contenter d'un élément de matrice simplifié, sans terme d'interférence

$$|M|^2 = |\sum_i T_i^+|^2 + |\sum_i T_i^-|^2$$

Expérimentalement, des effets d'asymétrie, explicables par des effets d'interférences entre amplitudes du type T_i^+ et T_i^- , sont présents (cf. figure II, 5 et II, 7).

Dans une première approche, afin d'éliminer ces effets d'interférence, nous symétrisons toutes les distributions expérimentales ; nous obtenons les distributions angulaires de la figure II, 8.

Remarque sur la distribution "cos ϕ "

La distribution de l'angle d'émission du K^* dans le centre de masse total est représentée par l'histogramme "cos ϕ ". Nous constatons une légère asymétrie qui peut être évaluée à partir du rapport

$$R = \frac{\text{production en avant}}{\text{production totale}}$$

où le terme en avant signifie que l'angle défini par les direction du $\bar{K}^*$ (K^*) et de l' $\bar{p}$ (p) est inférieur ou égal à $\pi/2$.

$$R(K^{*-}) = 0,55 \pm 0,22$$

$$R(K^{*0}) = 0,58 \pm 0,02$$

Une asymétrie dans la production du K^* ($\bar{K}^*$) indique la présence d'ondes entrantes de parités opposées.

Toutefois cette asymétrie est peu significative et nous verrons qu'une hypothèse qui prévoit des distributions symétriques peut être mise en accord satisfaisant avec les données expérimentales.

A 1,2 GeV/c une faible asymétrie est également observée avec les valeurs

$$R(K^{*-}) = 0,61 \pm 0,04$$

$$R(K^{*0}) = 0,56 \pm 0,05$$

Il est difficile à partir des distributions en cos θ , cos ϕ et cos ψ définies ci-dessus de déterminer les ondes que nous devons introduire, étant donné que les interactions dans l'état final influent fortement sur ces distributions. Au contraire, la distribution de la normale au plan $K \bar{K} \pi$, obtenue après intégration sur tout le diagramme de Dalitz, est indépendante des effets d'interaction dans l'état final et ne dépend que des nombres quantiques de l'état initial (réf. II, 7).

Pour déterminer l'onde initiale minimale présente, nous ajustons un polynôme de la forme $\sum a_{2\ell} \cos^{2\ell} x$ à la distribution angulaire repliée en $\cos x$ (figure II, 9b), où x est défini comme l'angle entre la direction de l'anti-proton et la normale au plan de désintégration $K_1^0 K_1^\pm \pi^\pm$, dans le centre de masse total. La distribution est repliée pour éliminer l'influence des termes d'interférences d'isospin.

Nous trouvons qu'un polynôme de degré 4 reproduit d'une manière satisfaisante la distribution (tableau II, 7 - courbe en fig. II, 9b).

Par conséquent, on doit inclure des ondes entrantes avec

moment angulaire total $J \geq 2$
et moment angulaire orbital $L \geq 2$

Tableau II, 7

ℓ	$\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle$	Probabilité
0	70/9	$< 1 \%$
1	29/8	$< 1 \%$
2	8.3/7	$\sim 30 \%$
3	8.0/6	$\sim 25 \%$
4	7.9/5	$\sim 15 \%$

Nous allons maintenant tester l'hypothèse qu'un seul état initial contribue à la production $\bar{p} p \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$ et $\bar{p} p \rightarrow A_2 \pi$. Les états initiaux $2S + 1_{LJ}$, les plus simples, satisfaisant $J \geq 2$ et $L \geq 2$, sont 1D_2 et 3D_2 . Par une méthode de Monte Carlo nous avons engendré les distributions angulaires correspondant à ces états initiaux pour les comparer aux données expérimentales des figures II, 8 et II, 9b. Dans l'état final nous gardons seulement la décomposition en moment angulaire la plus basse, c'est-à-dire $L_{A_2\pi} = 0$ et $L_{K^*K} = 1$,

et nous ne tenons pas compte des effets d'interférences entre les K^* et le A_2 . Les proportions de K^* et A_2 seront ajustées, ainsi qu'un fond incohérent donné par le modèle statistique (un élément de matrice constant).

Le tableau II, 8 donne le χ^2 obtenu sur chaque distribution angulaire des deux états initiaux considérés, 1D_2 et 3D_2 . Les éléments de matrice correspondants sont donnés dans le tableau II, 9.

Tableau II, 8

$\chi^2/\langle\chi^2\rangle$ dans les hypothèses 1D_2 et 3D_2 pour l'état initial

Etat initial	Evénements K^*			Evénements A_2			Normale au plan $K \bar{K} \pi$
	$\cos\theta$	$\cos\phi$	$\cos\psi$	$\cos\theta$	$\cos\phi$	$\cos\psi$	$\cos\chi$
1D_2	36/20	109/20	67/20	22/10	55/10	33/10	71/10
3D_2	32/20	27/20	34/20	9/10	14/10	6/10	12/10

Il est remarquable que l'hypothèse simplificatrice où seulement l'état initial 3D_2 contribue, reproduise tellement bien les distributions expérimentales (cf. courbes sur les figures II, 8 et II, 9).

Au contraire l'hypothèse 1D_2 est rejetée. Nous avons en plus essayé des hypothèses avec $L \leq 2$ et $J \leq 2$ pour l'état initial ; toutes sont rejetées (tableau II, 10).

Tableau II, 9

Dépendance angulaire des éléments de matrice de transition
de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_{23}^* K_1$ impliquée par la conservation
du moment angulaire (formalisme de Zemach - réf. II,2)

Définition de $\vec{A}$, $\vec{B}$, $\vec{C}$ dans le texte

L'état initial	J^{PC}	ℓ_{K^*K}	Elément de matrice
1S_0	0^{-+}	1	$M1 = \vec{B} \cdot \vec{C}$
1P_1	1^{+-}	0 2	$M2 = \vec{A} \cdot \vec{B}$ $M3 = (\vec{A} \cdot \vec{C})(\vec{B} \cdot \vec{C}) - (\vec{A} \cdot \vec{B}) \vec{C}^2/3$
1D_2	2^{-+}	1	$M4 = (\vec{A} \cdot \vec{B})(\vec{A} \cdot \vec{C}) - (\vec{B} \cdot \vec{C}) \vec{A}^2/3$
3S_1	1^{--}	1	$M5 = \vec{B} \times \vec{C}$
3P_0	0^{++}	-	-
3P_1	1^{++}	0 2	$M6 = \vec{B} \times \vec{A}$ $M7 = (\vec{A} \times \vec{C})(\vec{B} \cdot \vec{C}) - (\vec{A} \times \vec{B}) \vec{C}^2/3$
3P_2	2^{++}	2	$M8 = (\vec{A} \cdot \vec{B} \times \vec{C}) \cdot \vec{C} + (\vec{A} \cdot \vec{C})(\vec{B} \times \vec{C})$
3D_1	1^{--}	1	$M9 = (\vec{A} \cdot \vec{B} \times \vec{C}) \vec{A} - \vec{A}^2 (\vec{B} \times \vec{C})/3$
3D_2	2^{--}	1	$M10 = (\vec{B} \cdot \vec{A})(\vec{C} \times \vec{A}) + (\vec{B} \times \vec{A})(\vec{C} \cdot \vec{A})$
3D_3	3^{--}	-	-

Tableau II, 9 (suite)

Dépendance angulaire des éléments de matrice de transition de
la réaction $\bar{p} p \rightarrow A_2 \pi$

L'état initial	J^{PC}	$\ell_{A_2, \pi}$	Element de matrice
1S_0	0^{-+}	2	$M11 = (\vec{B} \cdot \vec{C})^2 - \vec{B}^2 \vec{C}^2 / 3$
1P_1	1^{+-}	1	$M12 = (\vec{B} \cdot \vec{C})(\vec{B} \cdot \vec{A}) - (\vec{A} \cdot \vec{C})^2 \vec{B}^2 / 3$
1D_2	2^{-+}	0	$M13 = (\vec{B} \cdot \vec{A})^2 - \vec{B}^2 \vec{A}^2 / 3$
		2	$M14 = (\vec{B} \cdot \vec{C})(\vec{A} \cdot \vec{B})(\vec{A} \cdot \vec{C}) - (\vec{A} \cdot \vec{B})^2 \vec{C}^2 / 3$ $- (\vec{A} \cdot \vec{C}) \vec{B}^2 / 3 - (\vec{B} \cdot \vec{C}) \vec{A}^2 / 3 + \frac{2}{9} \vec{A}^2 \vec{B}^2 \vec{C}^2$
3S_1	1^{--}	2	$M15 = (\vec{B} \times \vec{C})(\vec{B} \cdot \vec{C})$
3P_0	0^{++}	-	
3P_1	1^{++}	1	$M16 = (\vec{B} \cdot \vec{C})(\vec{B} \times \vec{A}) - \vec{B}^2 (\vec{C} \times \vec{A}) / 3$
3P_2	2^{++}	1	$M17 = (\vec{B} \cdot \vec{A})(\vec{B} \times \vec{C}) + \vec{B} \cdot (\vec{A} \cdot \vec{B} \times \vec{C})$
3D_1	1^{--}	2	$M18 = (\vec{B} \cdot \vec{C})(\vec{A} \cdot \vec{B} \times \vec{C}) \cdot \vec{A} - \vec{A}^2 (\vec{B} \cdot \vec{C})(\vec{B} \times \vec{C}) / 3$
3D_2	2^{--}	0	$M19 = (\vec{A} \cdot \vec{B})(\vec{B} \times \vec{A})$
		2	$M20 = (\vec{B} \cdot \vec{C})(\vec{B} \cdot \vec{A}) - \frac{2}{3} \vec{B}^2 (\vec{A} \cdot \vec{C})(\vec{C} \times \vec{A})$ $+ (\vec{B} \cdot \vec{C})(\vec{C} \cdot \vec{A}) - \frac{2}{3} \vec{C}^2 (\vec{B} \cdot \vec{A})(\vec{B} \times \vec{A})$
3D_3	3^{--}	2	$M21 = (\vec{B} \cdot \vec{A})(\vec{C} \cdot \vec{A})(\vec{B} \times \vec{C}) + (\vec{B} \cdot \vec{A})(\vec{B} \times \vec{C} \cdot \vec{A}) \cdot \vec{C}$ $+ (\vec{C} \cdot \vec{A})(\vec{B} \times \vec{C} \cdot \vec{A}) \cdot \vec{B} - \frac{1}{5} \vec{A}^2 (\vec{B} \cdot \vec{C})(\vec{B} \times \vec{C})$ $- \frac{2}{5} (\vec{B} \cdot \vec{C})(\vec{B} \times \vec{C} \cdot \vec{A}) \vec{A}$

Tableau II, 10

Test d'une seule onde entrante ; $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle$ sur chaque distribution

Onde initiale	Evénements K^*			Evénements A_2		
	$\cos\theta$	$\cos\phi$	$\cos\psi$	$\cos\theta$	$\cos\phi$	$\cos\psi$
1S_0	157/20	66/20	57/20	19/10	26/10	30/10
1P_1	79/20	77/20	47/20	15/10	15/10	49/10
3S_1	91/20	62/20	41/20	40/10	23/10	27/10
3P_1	36/20	89/20	109/20	12/10	45/10	38/10
3P_2	119/20	42/20	90/20	61/10	35/10	30/10
3D_1	90/20	113/20	86/20	39/10	41/10	42/10

b) Etude du diagramme de Dalitz $K_1^0 K^- \pi^+$

Nous avons testé sur le diagramme de Dalitz l'hypothèse où l'état initial 3D_2 seul contribue à la production du K^* (892) et A_2 (1300); nous tenons compte maintenant d'interférences possibles dans l'état final.

La dynamique d'une réaction à trois corps ne dépend que de deux variables dynamiques indépendantes; il est classique de représenter chaque point sur un diagramme à deux dimensions, appelé diagramme de Dalitz. L'isospin de l'état initial $\bar{p} p$ détermine la symétrie dans l'échange des K; nous avons choisi comme coordonnées du diagramme de Dalitz des variables dynamiques se correspondant dans cette symétrie : le carré des masses invariants des systèmes $(K\pi)$ chargés et neutres :

$$\text{Abscisse} : M^2 (K_1^0 \pi^-) \quad \text{ou } S_{13}$$

$$\text{Ordonnée} : M^2 (K^- \pi^+) \quad \text{ou } S_{23}$$

L'intérêt d'un tel diagramme est que la densité des points expérimentaux obtenus est proportionnelle au carré du module de l'élément de matrice de transition.

L'élément de matrice utilisé

Nous divisons l'élément de matrice de transition en deux parties non interférantes, une partie, RES, représentant la production des résonances et l'autre, FOND, représentant le fond. La partie résonante sera donnée par

$$\text{RES} = p_1 A (K_{I=0}^*) + p_2 A (K_{I=1}^*) + p_3 A (A_2)$$

où

p_i ($i = 1$ à 3) sont des paramètres complexes

$A (K_{I=0}^*)$ est l'amplitude de production de K^* dans l'état initial d'isospin égal à 0.

$A(K_{I=1}^*)$ l'amplitude de production de K^* dans l'état initial d'isospin égal à 1.

$A(A_2)$ l'amplitude de production de A_2 (1300).

Dans l'hypothèse où l'état initial est 3D_2 (2^{--}) ces amplitudes seront :

$$A(K_{I=0}^*) = \vec{I} \cdot \vec{B} W(K_{13}^*) - \vec{J} \cdot \vec{B} W(K_{23}^*)$$

$$A(K_{I=1}^*) = \vec{I} \cdot \vec{B} W(K_{13}^*) + \vec{J} \cdot \vec{B} W(K_{23}^*)$$

$$A(A_2) = \vec{K} \cdot \vec{B} W(A_2)$$

où $\vec{I}$, $\vec{J}$, $\vec{K}$ sont des facteurs tenant compte de la conservation du moment angulaire

$$\vec{I} = (\vec{B}_{13} \cdot \vec{A}) (\vec{C}_2 \times \vec{A}) + (\vec{B}_{13} \times \vec{A}) (\vec{C}_2 \cdot \vec{A})$$

$$\vec{J} = (\vec{B}_{23} \cdot \vec{A}) (\vec{C}_1 \times \vec{A}) + (\vec{B}_{23} \times \vec{A}) (\vec{C}_1 \cdot \vec{A})$$

$$\vec{K} = (\vec{A} \cdot \vec{B}_{12}) (\vec{B}_{12} \times \vec{A}) \quad (\vec{A}, \vec{B}, \vec{C} \text{ selon la figure II, 6}).$$

Le fond sera donné par l'expression

$$\text{FOND} = p_4 \text{LD}_{12} + p_5 \text{LD}_{13} + p_6 \text{LD}_{23}$$

où LD_{ij} représente un élément de matrice phénoménologique (formule de portée effective, dans l'approximation zéro) :

$$\text{LD}_{ij} = \frac{1}{1 - ia_0 |p_{ij}|}$$

où p_{ij} est l'impulsion de la particule i ou j dans le centre de masse (ij)

a_0 une constante ayant la dimension d'une longueur

p_i ($i = 4$ à 6) sont des paramètres complexes.

Un fond d'une telle forme était nécessaire pour reproduire la distribution observée du fond sur le diagramme de Dalitz, figure II, 5 ; une accumulation d'événements sur les bords du diagramme de Dalitz correspondant aux seuils des systèmes $K^+ \pi^+$, $K_1^0 K^+$ et un dépeuplement au centre. Cette situation est analogue à celle des antiprotons à l'arrêt où les systèmes $(K \pi)$ et $(K \bar{K})$ étaient paramétrisés par des longueurs de diffusion en onde S de $|a_{K\pi}| \sim 0,4$ fermi, $|a_{K\bar{K}}| \sim 2$ fermi.

Le carré du module de l'élément de matrice devient

$$|M|^2 = |RES|^2 + |FOND|^2$$

Nous l'avons intégré sur l'élément d'angle solide $d\Omega_{\vec{A}}$ où $\vec{A}$ représente l'impulsion de l'antiproton dans le centre de masse total, afin qu'il représente la densité R sur le diagramme de Dalitz.

$$R = \int |M|^2 d\Omega_{\vec{A}} = R(p_K, S_{13}, S_{23})$$

La densité R au point (S_{13}, S_{23}) ne dépend que des paramètres complexes p_K , nous allons les estimer en adaptant par moindres carrés la densité théorique R à la densité expérimentale du diagramme de Dalitz. A cet effet nous avons divisé le diagramme expérimental en petites cellules et obtenu ainsi une population expérimentale N_i^{exp} dans chacune des cellules. De la même manière on peut calculer une population théorique, dépendant des paramètres p_K , normalisée au nombre total d'événements $N = \sum_i N_i^{\text{exp}}$

$$N_i^{\text{th}}(p_K) = \frac{N \int_i R(p_K, S_{13}, S_{23}) dS_{13} dS_{23}}{\int \sum_i R(p_K, S_{13}, S_{23}) dS_{13} dS_{23}}$$

Nous avons exprimé les paramètres complexes sous la forme $p_K = \rho_K e^{i\phi_K}$. Les estimations des paramètres réels ρ_K , ϕ_K sont celles qui rendent minimum la quantité

$$\chi^2(\rho_K, \phi_K) = \sum_i \frac{(N_i^{\text{th}} - N_i^{\text{exp}})^2}{N_i^{\text{th}}}$$

Pour résoudre ce problème de calcul numérique, nous avons utilisé le programme MINROS (réf. II, 8).

Le tableau II, 11 donne les valeurs obtenues pour les paramètres ρ_K et ϕ_K ; à chaque amplitude on peut faire correspondre une contribution en nombre d'événements, ce nombre est obtenu par intégration sur la surface du diagramme du carré du module de l'amplitude correspondante. Nous remarquons que la somme de ces nombres ne donne pas le nombre total d'événements (1563). Ceci est dû au fait que certaines intégrales des termes d'interférence sont différentes de zéro.

Tableau II, 11

Amplitude	ρ	ϕ	Nombre d'événements
A ($K_{I=0}^*$)	1	0	505
A ($K_{I=1}^*$)	0.65 ± 0.14	1.77 ± 0.07	212
A (A_2)	0.56 ± 0.05	$- 2.22 \pm 0.28$	158
LD ₁₂	0.58 ± 0.09	0	170
LD ₁₃	1.01 ± 0.12	3.17 ± 0.20	512
LD ₂₃	$- 1.13 \pm 0.16$	4.03 ± 0.20	646

$\chi^2 = 118$, nombre de degrés de liberté $n = 103$

1.0 écart

~ 15 % de probabilité

K^*

M = 894 MeV

$\Gamma = 40$ MeV

A_2

M = 1297 MeV

$\Gamma = 70$ MeV

LD_{KK}

$a_0 = 2$ fermi ($l_{KK} = 0$)

LD_{(K π)⁺}

$a_0 = 0.5$ fermi ($l_{K\pi} = 0$)

LD_{(K π)^o}

$a_0 = 0.5$ fermi ($l_{K\pi} = 0$)

En attribuant à la longueur de diffusion ($K \pi$) les valeurs 0,65 et 1,0 fermi, les nombres d'événements attribués aux amplitudes LD_{13} , et LD_{23} changent complètement, néanmoins le nombre d'événements de résonances $K^*(892)$ et $A_2(1300)$ reste stable.

Tableau II, 12

Amplitude	$LD_{K\pi} = 0,65$ fermi	$LD_{K\pi} = 1,0$ fermi
$A (K_{I=0}^*)$	520	551
$A (K_{I=1}^*)$	204	191
$A (A_2)$	165	177
LD_{12}	144	122
LD_{13}	371	238
LD_{23}	437	223
$\chi^2_{tot} / \langle \chi^2 \rangle$	120/103	125/103

Ce résultat montre la difficulté d'interpréter physiquement le fond.

Nous avons aussi envisagé l'hypothèse que le fond paramétrisé par des longueurs de diffusion, est produit à partir de l'état initial 3D_2 en interférence avec les résonances K^* et A_2 . Cette hypothèse se trouve cependant moins probable ($\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 146/102$, 2,8 écarts).

Finalement, nous remarquons qu'un élément de matrice simplifié, n'introduisant que des Breit et Wigner incohérentes (résonances $K^*(892)$ et $A_2(1300)$) et un fond constant (l'espace de phase) ne reproduit pas le diagramme de Dalitz expérimental ($\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 339/109$, 11,0 écarts).

Nous avons estimé la masse et la largeur du A_2 en faisant varier ces quantités une par une. Une variation de χ^2 d'une unité correspond à une déviation standard du paramètre correspondant.

$$M_{A_2} = 1300 \pm 10 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{A_2} = 80 \pm 20 \text{ MeV}$$

Dans la figure (II, 5) sont présentées les projections du diagramme de Dalitz ; la courbe y figurant correspond au résultat de l'ajustement ; la figure II, 10 montre le diagramme de Dalitz ajusté.

Structure possible du A_2 , son spin et sa parité

Il a été trouvé un dédoublement de méson A_2 produit dans l'interaction

$$\pi^- p \rightarrow p A_2^- \quad \text{avec } A_2^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-$$

où la distribution en masse du système $\pi^+ \pi^- \pi^-$ était déduite du spectre d'impulsion du proton (réf. II, 9).

$$A_2^{\text{bas}} : M_1 = 1278 (\pm 5) \text{ MeV}$$

$$A_2^{\text{haut}} : M_2 = 1318 (\pm 5) \text{ MeV}$$

$$\Gamma^{\text{bas}} \sim \Gamma^{\text{haut}} \approx 22 (\pm 5) \text{ MeV}$$

La figure II, 11 montre la distribution ($K_1^0 K^+$) avec les événements K^* enlevés ($0,7 \text{ GeV}^2 \leq M_{1(2)3}^2 \leq 0,9 \text{ GeV}^2$) ce qui améliore le rapport signal A_2 sur bruit. Le pas est équivalent à la résolution ($7 \pm 2 \text{ MeV}$), annexe I. Effectivement le spectre présente une structure compatible avec celle de la réf. (II, 9), cependant le trou n'est pas significatif, 1,5 à 3,3 déviations standards suivant le choix de l'origine de l'histogramme. Une amorce d'une structure similaire existe aussi dans les annihilations $\bar{p} p$ à l'arrêt et à 1,2 GeV/c, réf. (II, 10).

En associant les deux accumulations dans le système $K_1^0 K^+$ avec le méson A_2 se désintégrant en 3 π (parité $G=-$), on restreint le spin et la parité aux valeurs 2^+ , 4^+ etc, l'hypothèse 2^+ étant la plus probable.

Les distributions angulaires $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$

Avec l'élément de matrice ajusté sur le diagramme de Dalitz nous avons calculé les distributions angulaires considérées dans la première partie de ce chapitre :

Tableau II, 13
 $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle$ dans l'hypothèse 3D_2 pour l'état initial

Evénements K^*			Evénements A_2			W (cos χ)
W(cos θ)	W(cos ϕ)	W(cos ψ)	W (cos θ)	W (cos ϕ)	W (cos ψ)	
36/20	29/20	33/20	11/10	17/10	8/10	9/10

Il est aussi possible de revenir aux distributions angulaires non symétrisées, montrées en figure II, 7, où nous faisons la distinction entre les distributions angulaires du K^{*0} et du K^{*+} . En fait comme nous avons introduit des effets d'interférences d'isospin entre les K^* nous nous attendons à reproduire l'assymétrie observée entre les distributions angulaires du K^{*0} et celles du K^{*+} .

Nous obtenons les résultats suivants :

- Sur les distributions angulaires de la figure II, 8 et la distribution de la normale du plan $K \bar{K} \pi$ figure II, 9a, les courbes prévues sont en aussi bon accord avec les données que dans notre première approche, montrant que les effets d'interférences ne sont pas importants sur ces distributions.
- Sur les distributions non symétrisées de la figure II, 7, l'accord n'est pas aussi bon, en particulier pour le K^* , cependant les traits principaux sont reproduits.

Nous concluons que les trois réactions

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^{*0} K_1^0 \quad K_1^{*0} \rightarrow K_1^+ \pi^- \quad (1)$$

$$\bar{p} p \rightarrow K_1^{*+} K_1^- \quad K_1^{*+} \rightarrow K_1^0 \pi^+ \quad (2)$$

$$\bar{p} p \rightarrow A_2^{*+} \pi^- \quad A_2^{*+} \rightarrow K_1^0 K_1^+ \quad (3)$$

peuvent être expliquées d'une façon satisfaisante avec l'hypothèse d'une transition pure 3D_2 ($J^{PC} = 2^{--}$) avec $\ell_{K^*K} = 1$ et $\ell_{A_2} = 0$.

Avec ces nombres quantiques nous avons les prédictions suivantes :

Les réactions $\bar{p} p \rightarrow A_2^0 \pi^0$ avec $A_2^0 \rightarrow K_1^0 K_1^0$ et $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^{*0}$ avec $K_1^{*0} \rightarrow K_1^0 \pi^0$ ne sont pas permises car elles sont des transitions de pur C = + 1.

Le rapport d'embranchement, R,

$$R = \frac{\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^{*0} \rightarrow K_1^+ \pi^-}{\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^{*0} \rightarrow K_1^0 \pi^0}$$

doit être égal à 2.

Nous allons vérifier ces prédictions dans les paragraphes suivants.

c) La réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ (136 événements, $\sigma = 66 \pm 9 \mu b$)

La figure II, 12 montre les distributions du carré de la masse effective des systèmes $K_1^0 K_1^0$ et $K_1^0 \pi^0$ (2 comb.) ; effectivement nous n'avons pas de signal K_1^{*0} (892) ni A_2 (1300), cependant nous trouvons par rapport à l'espace de phase (courbe en pointillée) deux accumulations avec les valeurs de masse et largeur suivantes :

$$M_1 \sim 1040 \text{ MeV}, \quad \Gamma_1 \sim 80 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad M_2 \sim 1500 \text{ MeV}, \quad \Gamma_2 \sim 30 \text{ MeV}.$$

Ces valeurs nous ont conduit à envisager ces deux accumulations comme une manifestation des résonances usuellement appelées S^* et f' (voir partie III Chapitre I et III). Nous avons estimé la production de f' et S^* par une méthode de χ^2 et il a été tenu compte d'une éventuelle production de K^* . Dans le tableau II, 14 nous donnons les détails de l'ajustement : un élément de matrice constant (espace de phase) rend compte des traits dominants de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ avec une faible mais significative production des résonances f' et S . La production de K^* est compatible avec zéro.

Tableau II, 14

Elément de matrice	Nombre d'événements		
Espace de phase	95 ± 10		
f'	15 ± 5	$M = 1500 \text{ MeV}$	$\Gamma = 30 \text{ MeV}$
S^*	14 ± 4	$M = 1040 \text{ MeV}$	$\Gamma = 80 \text{ MeV}$
K^*	11 ± 7	$M = 892 \text{ MeV}$	$\Gamma = 50 \text{ MeV}$

La courbe en trait continu sur la figure II, 12 correspond à cet élément de matrice de transition.

Nous pouvons définir trois angles θ , ϕ , et ψ comme pour les réactions $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^-$ (convention : $B = p_{K_1^0} - p_{K_1^+}$). Aucune des distributions angulaires correspondantes ne montre de déviation par rapport à l'isotropie, figure II, 13a.

Le manque de structure des distributions angulaires laisse supposer que plusieurs états initiaux contribuent à ces états finals.

d) La réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^{*0}$ avec $K^{*0} \rightarrow K_2^0 \pi^0$

La distribution du carré de la masse manquante des événements "0 branche 1 V°" montre une nette bosse identifiable avec la résonance $K^{*}(892)$ figure II, 14. Représentant le fond par une courbe lissée nous évaluons à 100 ± 20 le nombre d'événements $K_1^0 (K^{*})^0$; ces événements correspondent à la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^{*0}$ avec $K^{*0} \rightarrow K_2^0 \pi^0$, car nous venons de voir qu'il n'y a pas d'évidence d'une production $K_1^0 K^{*0}$ avec $K^{*0} \rightarrow K_1^0 \pi^0$. Pour évaluer le rapport d'embranchement R

$$R = \frac{\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^{*0} \xrightarrow{\quad} K_1^+ \pi^-}{\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^{*0} \xrightarrow{\quad} K_2^0 \pi^0}$$

nous estimons la production $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^{*0}$, $K^{*0} \rightarrow K_1^+ \pi^-$ de la même façon, c'est-à-dire nous tenons compte du fond par une courbe listée sur la distribution $M^2 (K_1^+ \pi^-)$ figure II, 5. Nous trouvons

$$R = \frac{235 \pm 20}{100 \pm 20} = 2,4 \pm 0,6$$

Dans la voie $K_1^0 K^{*0} \xrightarrow{\quad} K_2^0 \pi^0$ nous disposons d'une distribution angulaire pour tester la dominance de l'onde 3D_2 pour les réactions $\bar{p} p \rightarrow K^{*} \bar{K}$, à savoir la distribution de l'angle ϕ (voir figure II, 6). Nous imposerons à nos événements de satisfaire la contrainte : $0,68 \leq M^2$ (masse manquante) $\leq 0,88 \text{ GeV}^2$. Le fond est estimé à environ 30 %. Dans l'hypothèse 3D_2 , la distribution prévue est $W(\cos\phi) = 1 + \cos^2\phi$, en ajoutant un fond de 33 %, supposé uniforme, la distribution prévue devient $W(\cos\phi) = 5/3 + \cos^2\phi$ qui a une probabilité de $\sim 10 \%$ (courbe sur la figure II, 13b).

CONCLUSION

Par l'étude des états initiaux des annihilations $\bar{p} p$ à 700 MeV/c nous avons trouvé qu'il suffit d'introduire l'état initial 3D_1 ($J^{PC} = 1^{--}$) pour expliquer les réactions :

$$\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0$$

$$\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \omega^0$$

cependant, les réactions

$$\bar{p} p \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$$

$$\bar{p} p \rightarrow A_2 \cdot \pi$$

paraissent se produire exclusivement dans l'état initial 3D_2 ($J^{PC} = 2^{--}$). Nos données ne permettent pas de déterminer l'isospin, $I_{\bar{p} p}^- = 0$ ou 1, sauf pour la production $A_2 \cdot \pi$ où $I_{\bar{p} p}^- = 1$.

Nous mentionnons finalement qu'une expérience $\bar{p} p$ en formation à basse énergie (0 à 1,2 GeV/c) est en cours qui permettra d'étudier en détail les états initiaux en fonction de l'énergie.

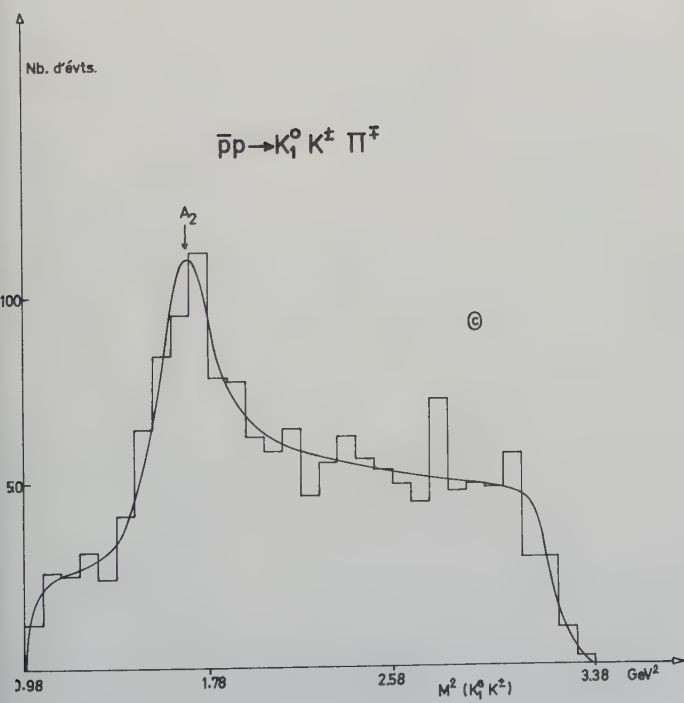
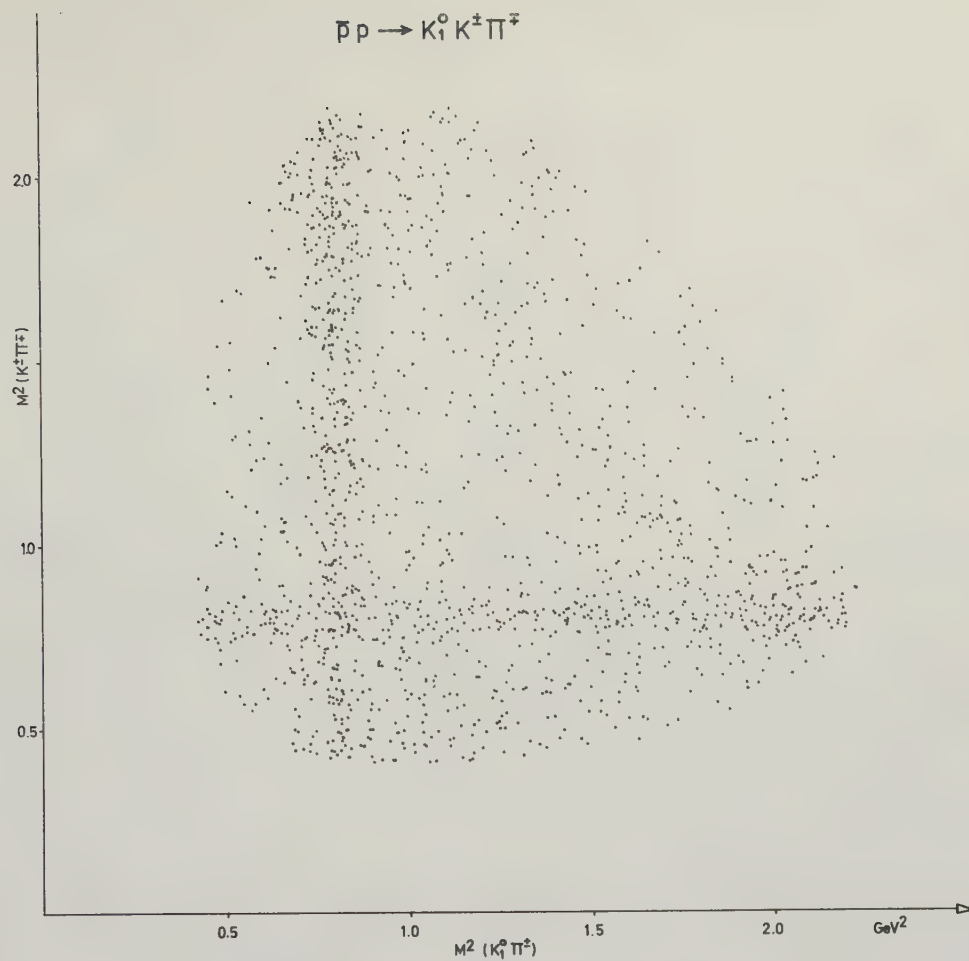
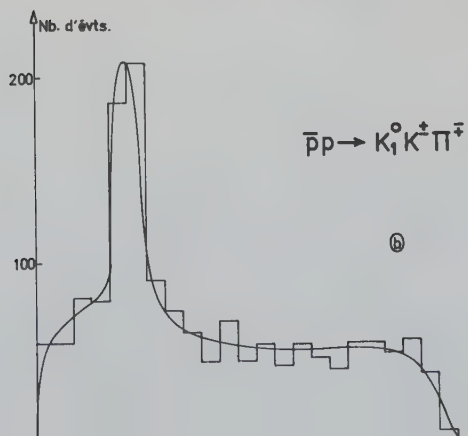
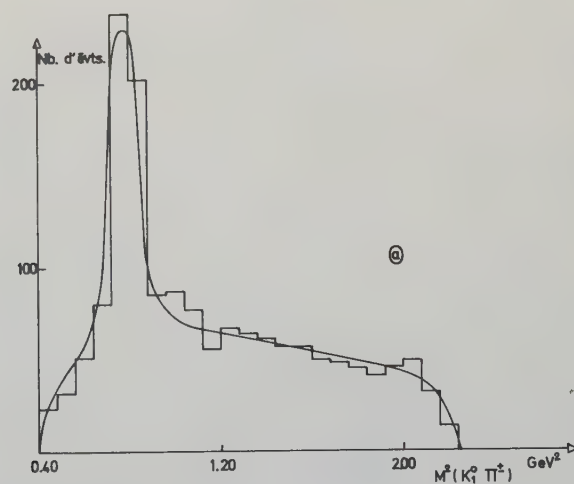
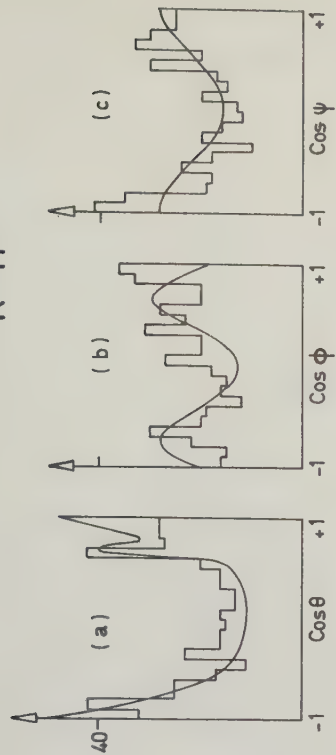


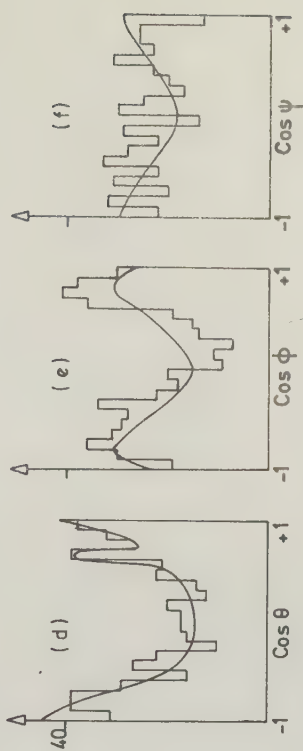
FIGURE II.5



$$\bar{p}p \rightarrow K^{*0} K_1^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$$



$$\bar{p}p \rightarrow K^{* \pm} K^\mp \rightarrow K_1^0 \pi^\pm$$



$$\bar{p}p \rightarrow A_2^\pm \pi^\mp \rightarrow K_1^0 K^\pm$$

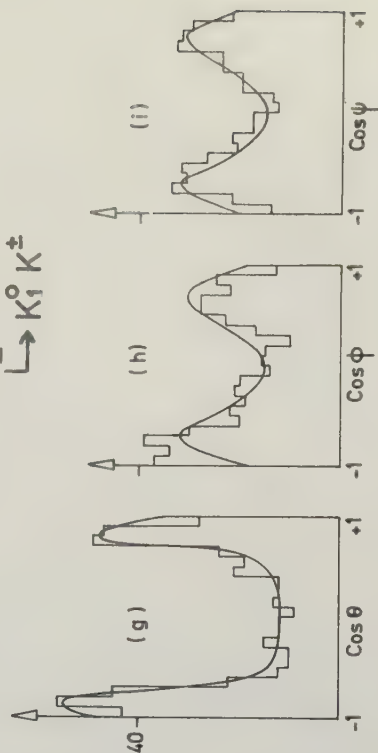
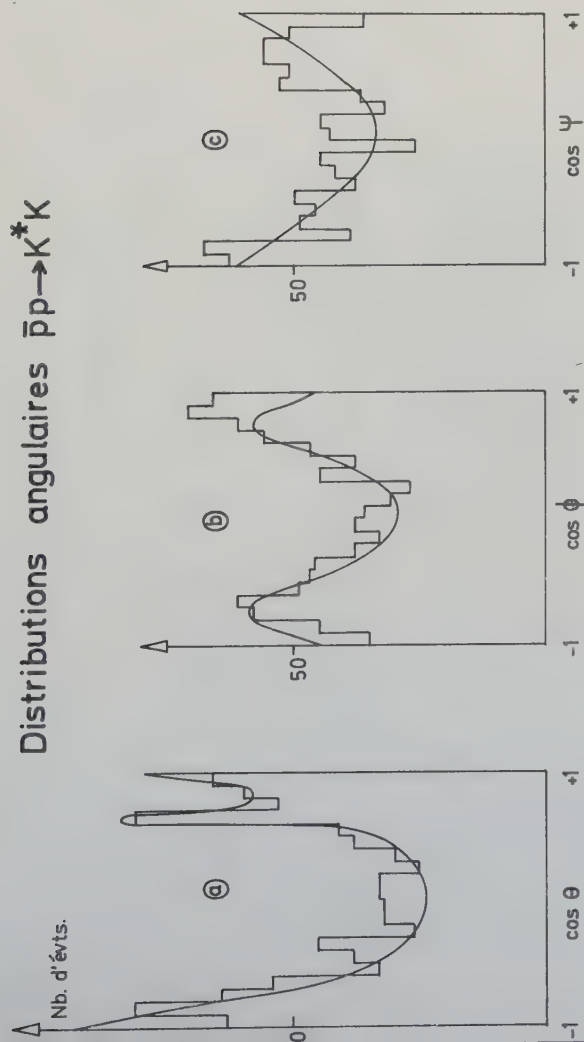


FIGURE II.7

Distributions angulaires $\bar{p}p \rightarrow K^* K$



Distributions angulaires $\bar{p}p \rightarrow A_2 \pi$

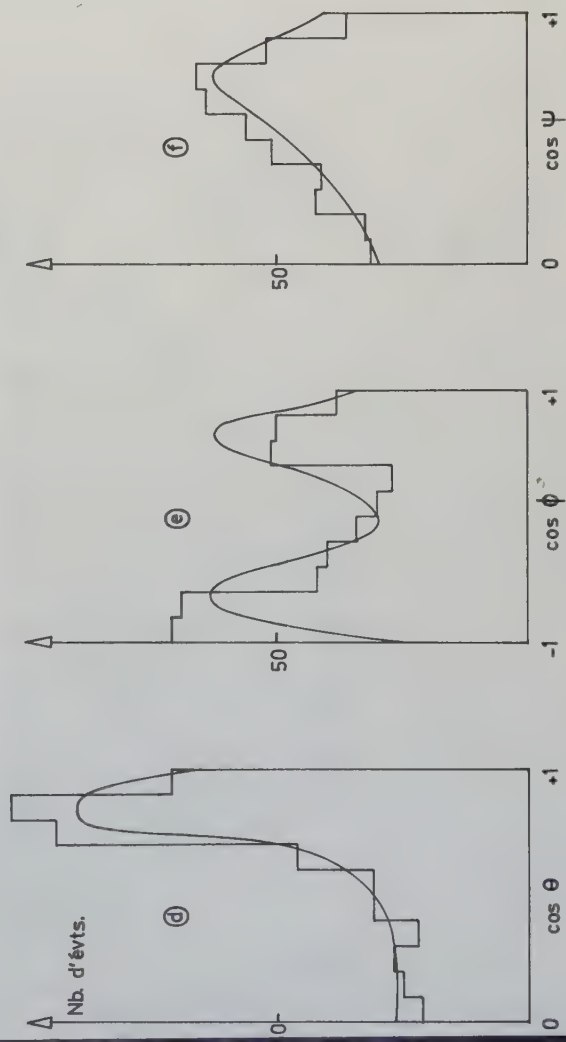
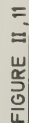
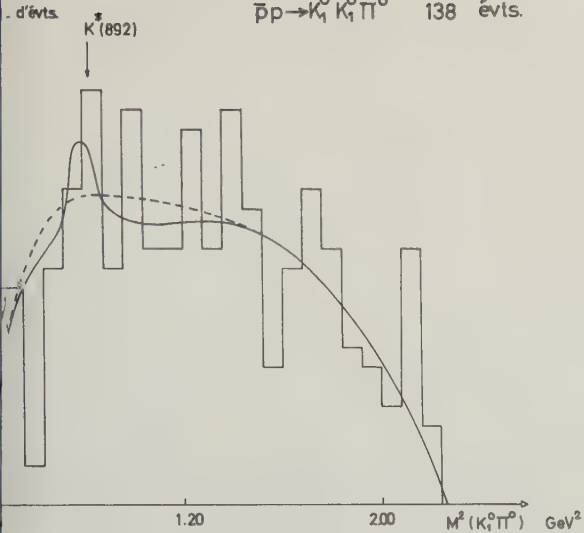


FIGURE II.8



d'évts. $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ 138 évts.



$\bar{P}P \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ 138 évts

Nb d'évts

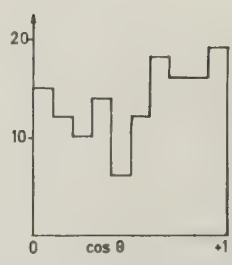


FIGURE II 13a

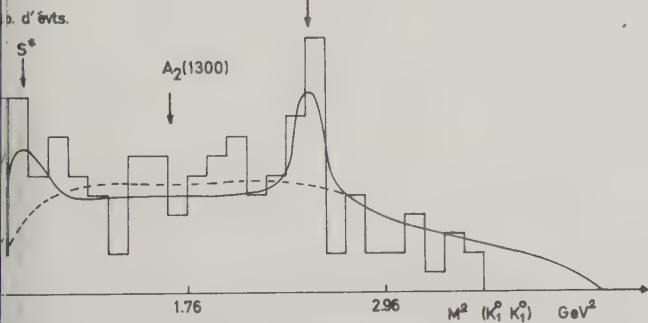


FIGURE II 12

$\bar{P}P \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$
 $\downarrow$
 $K_2^0 \pi^0$ 151 évts

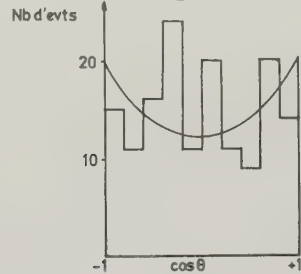


FIGURE II 13b

$\bar{P}P \rightarrow K_1^0 (M^0)$

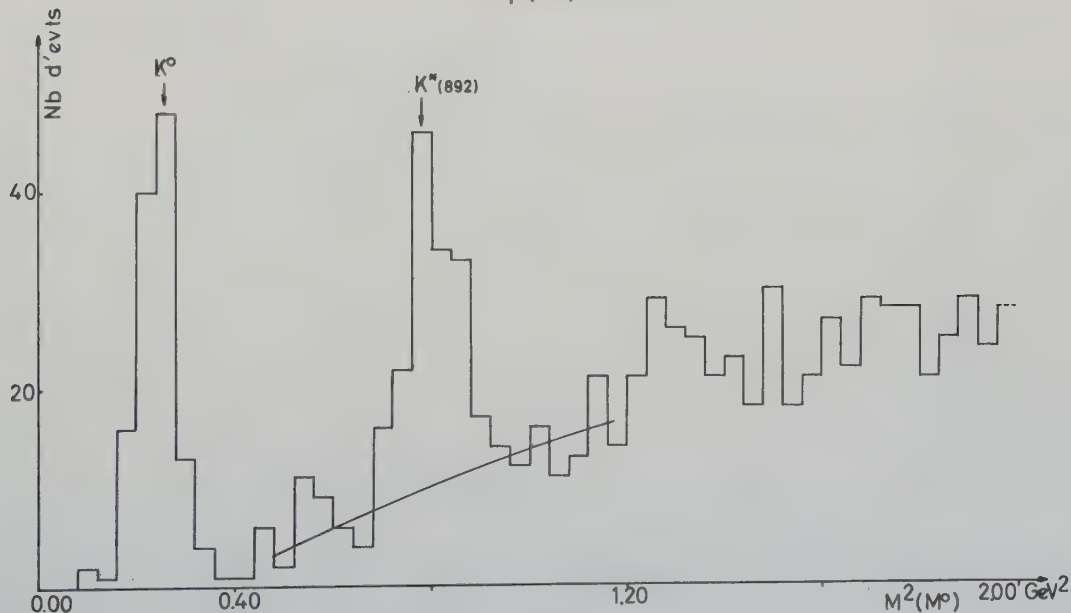


FIGURE II 14

PARTIE III

-:-

INTRODUCTION

-:-

PRODUCTION DE RESONANCES DANS LES VOIES $K \bar{K} \pi \pi$ ET $K \bar{K} \pi \pi \pi$

Dans cette troisième partie nous étudierons les réactions suivantes :

$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	(1)	481 événements
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$	(2)	1300 "
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0$	(3)	2106 "
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	(4)	208 "
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- (M)$	(5)	171 "
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	(6)	326 "
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 \pi^+ \pi^- (M)$	(7)	447 "

La deuxième règle de Fermi nous permet de prévoir la distribution $f(X)$ d'une variable quelconque X (masse effective de k particules parmi n , angle de deux particules...)

$$f(X) = \frac{d}{dX} \int |M(\alpha, X)|^2 \prod_{i=1}^n \frac{1}{\pi} |d^4 q_i| \delta(q_i^2 - m_i^2) \delta(\sum q_i - Q)$$

où $M(\alpha, X)$ est l'élément de matrice de l'interaction,

q_i le quadrivecteur énergie-impulsion de la $i^{\text{ème}}$ particule,

Q celui du système total.

Pour exprimer l'élément de matrice $M(\alpha, X)$ nous nous sommes placé dans le cadre d'un modèle d'interaction dans l'état final simplifié :

- 1) Nous représentons les résonances par des formules de Breit-Wigner complexes, et les interactions au seuil par des longueurs de diffusion, dans l'approximation de portée effective nulle.
- 2) Nous ne tenons pas compte d'une décomposition en moment angulaire sauf à la désintégration des résonances.
- 3) En général, lorsque deux résonances sont produites simultanément nous ne prenons pas en compte les termes d'interférences.
- 4) Toutefois, lorsque la statistique de Bose l'impose et dans des cas simples, nous avons symétrisé les éléments de matrices.

Dans le cadre de ce modèle nous avons essayé d'analyser les propriétés des résonances produites dans les divers états finals étudiés (réactions 1 à 7) par la méthode suivante :

Toute hypothèse faite sur la présence et les propriétés de ces résonances donne lieu à un élément de matrice $M(\alpha, X)$ écrit selon les règles que nous venons d'énoncer ; cet élément de matrice permet d'engendrer par une méthode de Monte-Carlo (programme FOWL) des distributions théoriques $f(X)$, qui sont ensuite adaptées par une méthode de χ^2 à l'ensemble des distributions expérimentales.

En annexe II figurent les résultats des différents ajustements globaux à ces réactions. Dans les chapitres qui vont suivre nous y référerons constamment.

Les résultats montrent que les résonances bien connues, membres de l'octet des mésons vectoriels, K^* (892), ρ (765), ϕ (1019) et ω (783) sont abondamment produites et nous donnons les sections efficaces de production de ces mésons vectoriels. Dans les chapitres suivants nous nous attacherons à l'étude de phénomènes moins bien connus. Nous commencerons par les propriétés de l'interaction $K_1^0 K_1^0$ à 1060 MeV. Ensuite, nous traiterons simultanément le D^0 et le E^0 qui sont deux résonances neutres $K \bar{K} \pi$ ayant des propriétés similaires et produites dans les mêmes états finals. Dans le dernier chapitre nous mettrons en évidence l'existence d'une nouvelle résonance F_1 , observée principalement dans le mode $K_1^0 K_2^0 \pi^+$.

CHAPITRE I

--

ETUDE DU SYSTEME $K_1^0 K_1^0$ PRES DU SEUIL

--

L'état final $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1) est dominé par la production des mésons vectoriels $K^*(892)$ et $\rho(765)$ mais présente aussi des effets dans la distribution $K_1^0 K_1^0$, en particulier un effet au seuil (fig. III, 1).

L'analyse du même état final dans les annihilations $\bar{p} p$ à 1,2 GeV/c (réf. III, 1) a mis en évidence deux accumulations dans le système $K_1^0 K_1^0$, l'une située près du seuil et l'autre dans la région de masse $M \sim 1,26$ GeV. La meilleure paramétrisation de la bosse au seuil était obtenue par une formule de Breit-Wigner, avec une valeur de masse centrée à 1045 MeV et une largeur de l'ordre de 50 MeV. cependant la possibilité d'une longueur de diffusion n'était pas exclue.

Une accumulation près du seuil du système $K_1^0 K_1^0$ a été observée dans les interactions $\pi^- p \rightarrow n K_1^0 K_1^0$ pour des π incidents d'impulsion de 2 à 16 GeV/c (réf. III, 2, 3, 4, 5).

Récemment, la même accumulation a été observée dans les interaction $K^- N$, pour des K^- incidents d'impulsion de 3,5 à 5 GeV/c (réf. III, 6). Ces expériences diffèrent quant à l'interprétation de cet effet et préfèrent selon les cas, soit

une amplitude de Breit-Wigner, soit une longueur de diffusion, tableau III, 1. Toutes ces expériences indiquent que la distribution angulaire de désintégration du système $K_1^0 K_1^0$ est compatible avec l'isotropie.

Plusieurs expériences étudiant les interactions $\pi^- p$ montrent une accumulation dans le spectre de masse effective du système $\pi^+ \pi^-$, avec une masse de l'ordre de 1050 MeV et une largeur plus petite que 70 MeV (réf. III, 7, 8, 9) ; les auteurs n'associent pas ce fait à l'effet $K_1^0 K_1^0$ parce que les valeurs de masse et de largeur sont distinctes et parce que la distribution angulaire de désintégration de l'effet $\pi^+ \pi^-$ favorise la valeur 2^+ du spin et de la parité.

Dans notre expérience nous caractérisons la bosse $K_1^0 K_1^0$ au seuil par les paramètres suivants^(*) :

1) Breit-Wigner classique :

$$\Gamma_0 m_0 / [(m_0^2 - m^2)^2 + \Gamma_0^2 m_0^2]$$

nous trouvons $m_0 = 1027 \pm 13$ MeV, $\Gamma_0 = 60 \pm 25$ MeV, avec un χ^2 sur la distribution $K_1^0 K_1^0$: $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 13/16$ ce qui correspond à une probabilité de 65 %.

2) longueur de diffusion dans l'approximation d'une portée effective nulle :

$$1/(1 + a^2 q^2)$$

$$a = 1,6 \pm 1,6 - 0,4 \text{ fermi}$$

avec une valeur de χ^2 : $\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle = 22/16$ (15 % de probabilité). La courbe en trait plein sur la figure III, 1 représente l'ajustement à l'aide de la Breit-Wigner tandis que la courbe en pointillée est la représentation de la seconde formulation.

(*) Cet ajustement a été réalisé en paramétrisant la bosse $K_1^0 K_1^0$ à 1,60 GeV² par une Breit-Wigner.

Ces estimations ne semblent pas pouvoir trancher en faveur de l'une des formulations.

La distribution angulaire de la désintégration du S^* est compatible avec l'isotropie (60 % de probabilité) figure III, 2a ($1,00 \text{ GeV}^2 \leq M^2(K_1^0 K_1^0) \leq 1,14 \text{ GeV}^2$)

La figure III, 3a montre la somme des spectres $K_1^0 K_1^0$ des annihilations à 0,7 GeV/c et à 1,2 GeV/c. Sur la figure III, 3b est porté le même spectre mais les événements de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K^* \bar{K}^*$ (~ 20 % de cet état final) ne figurent plus (coupure sur la masse effective des systèmes $K \pi$: $0,735 \text{ GeV}^2 \leq M^2(K \pi) \leq 0,845 \text{ GeV}^2$). Cette sélection enlève seulement une faible proportion de l'espace de phase disponible et augmente le rapport signal sur bruit.

En ajustant sur cette distribution les amplitudes des hypothèses 1 et 2 énoncées ci-dessus nous trouvons :

- $$\begin{array}{lll} 1) & m_0 = 1044 \pm 5 \text{ MeV} & \Gamma_0 = 45 \pm 20 \text{ MeV} \quad \sim 65 \% \text{ probabilité} \\ 2) & a = 1,6 \pm 0,8 \text{ fermi} & \sim 2 \% \text{ probabilité} \end{array}$$

Les probabilités sont données pour la région autour de l'accumulation : $1,0 \leq M_{K_1^0 K_1^0}^2 \leq 1,25 \text{ GeV}^2$.

Il apparaît que l'interprétation la plus probable nécessite une amplitude résonnante. L'hypothèse d'une simple longueur de diffusion a une faible probabilité dans cette région. L'introduction d'une longueur de diffusion complexe n'améliore pas l'ajustement.

Dans la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^-$ à l'arrêt a été trouvée une interaction au seuil du système $K \bar{K}_{I=1}$ représentée correctement par une longueur de diffusion ($a \sim 2$ fermi). Un effet similaire semble se manifester dans la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0$ à 1,2 GeV/c (réf. III, 1). Dans les mêmes réactions dans notre expérience ($\bar{p} p$ à 700 MeV/c) nous n'avons pas de preuve pour un tel effet, cependant nous ne pouvons pas l'exclure ce qui nous a amené à tester simultanément la formulation de Breit-Wigner qui correspondrait à une amplitude $I = 0$, et une longueur de diffusion qui serait la partie $I_z = 0$ d'un effet $K \bar{K}_{I=1}$.

Nous trouvons dans ce cas :

$$- \text{BW} \quad : \quad m_0 = 1048 \pm 5 \text{ MeV}, \quad \Gamma_0 = 35 \pm 7 \text{ MeV} \quad \text{taux de la voie } 11 \pm 4 \text{ \%}.$$

$$- \frac{1}{1 + a^2 q^2} : \quad a = 1,6 \text{ fermi}, \quad \text{taux de la voie } 11 \pm 5 \text{ \% et une probabilité de } \sim 50 \text{ \%}.$$

L'échantillon ne permet pas d'exclure une influence d'un effet $K \bar{K}_{I=1}$, cependant les valeurs de la masse et de la largeur dans les deux hypothèses sont compatibles.

La figure III, 2b montre la distribution angulaire de désintégration du système $K_1^0 K_1^0$ pour la région $1,06 \text{ GeV}^2 \leq M_{K_1^0 K_1^0}^2 \leq 1,15 \text{ GeV}^2$ ce qui correspond en masse à $(m_0 \pm \frac{1}{2} \Gamma_0) \text{ MeV}$.

Les courbes correspondent à une distribution isotrope et à l'ajustement d'un polynôme de la forme $\sum_{\ell=0}^2 a_{2\ell} \cos^{2\ell} \theta$. θ est l'angle d'un des K_1^0 par rapport à la direction du système $K_1^0 K_1^0$, dans le centre de masse $K_1^0 K_1^0$. Nous voyons que l'hypothèse d'une onde D ($\ell = 2$) pour le système $K_1^0 K_1^0$ a une plus grande probabilité, 30 %, que l'onde S (uniformité), 5 % de probabilité. Les distributions angulaires analogues obtenues dans les régions voisines au $S^* [M^2(K \bar{K}) \leq 1,06 \text{ GeV}^2 \text{ et } 1,18 < M^2(K \bar{K}) \leq 1,25]$ sont isotropes.

Il apparaît, par conséquent, que nos données favorisent l'interprétation de l'effet au seuil du système $K_1^0 K_1^0$, par une résonance identifiable avec la résonance S^* rapportée antérieurement. Nous trouvons :

$$M_0 = 1046 \pm 7 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_0 = 40 \pm 20 \text{ MeV}$$

(valeurs moyennes des deux solutions). La distribution angulaire de la désintégration montre que cette accumulation près du seuil n'est pas nécessairement une résonance en onde S, ce qu'on attend par des considérations de barrières centrifuges. Nous avons déjà vu que le S^* montre une faible production (14 ± 4 événements) en mode $S^* \pi^0$ avec des valeurs de masse et largeur compatibles avec celles trouvées ici. La situation quant à sa production dans l'état final $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ n'est pas claire (voir partie II, $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ et annexe II).

Remarque sur le système $K_1^0 K_1^0$ à $M \sim 1,28$ GeV.

Les paramètres d'une Breit-Wigner ajustée sur l'accumulation du système $K_1^0 K_1^0$ à 1,28 GeV ne dépendent pas de l'hypothèse faite sur l'accumulation au seuil, $M \sim 1280$ MeV, $\Gamma \sim 70$ MeV. La valeur de masse ne correspond ni avec le f_0 (1260), ni avec le A_2 (1300). Une explication probable est que les deux résonances sont présentes, le A_2 est observé selon son mode chargé dans la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0$ (annexe II et réf. III, 1). Cependant les deux bosses observées dans cette région de masse ne doivent pas être attribuées à ces deux résonances car le A_2 est centré à $M^2 \sim 1,69$ GeV² et le trou entre les deux accumulations se trouve à $M^2 \sim 1,56$ GeV², c'est-à-dire à la valeur centrale normalement attribuée au f^0 . Dans ces circonstances il est impossible d'ajuster le spectre de masse en utilisant une Breit-Wigner pour le f^0 et pour le A_2 centrées à 1,26 et 1,3 GeV respectivement. Il est intéressant de remarquer que la structure du f^0 , bien que peu significative (~ 2 écarts standards) présente une ressemblance avec celle du A_2 (1300) qui a mêmes spin et parité que le f^0 (2^+), cf. partie II : structure possible du A_2 .

Tableau III, 1

Réaction	Faisceau impulsion GeV/c	Réf.	Interprétation de l'accumulation. La solution préférée est soulignée			
			Longueur de diffusion (a + ib) fermi	Breit-Wigner		
				Masse MeV	Largeur MeV	
$\bar{p} \ p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \ \pi^+ \ \pi^-$	1,2	III, 1		1045 ± 9	50 ± 24	
$\pi^- \ p \rightarrow n \ K_1^0 \ K_1^0$	1,5 - 4,2	III, 2	$2 < a < 6 \quad b = 0,6a-0,5$	-	-	
-	6,0	III, 3	$ a = 1,4 \quad b = 0,2$	1068 ± 10	80 ± 15	
-	5 - 12	III, 4	-	$1079 \pm 6^{(*)}$	$168 \pm 20^{(*)}$	
-	4 et 5	III, 5	$ a = 1,1 \pm 0,3 \quad b < 0,5$	$1065 \pm 10^{(*)}$	$170 \pm 40^{(*)}$	
$K^- \ N \rightarrow Y \ K_1^0 \ K_1^0$	3,5 - 5,0	III, 6	$ a = 2,3 \pm 1,0 \quad b = 0_{-0}^{+1,8}$	$1030 \pm 10^{(*)}$	$45 \pm 35^{(*)}$	
$\pi^- \ p \rightarrow n \ \pi^+ \ \pi^-$	3,1 - 3,6	III, 7		1085 ± 10	< 25	
$\pi^- \ p \rightarrow n \ \pi^+ \ \pi^-$	4,0	III, 8		1060 ± 15	< 70	
$\pi^- \ N \rightarrow N \ \pi^+ \ \pi^-$	2,7	III, 9		1050 ± 10	60 ± 15	
					- 10	

(*) Formule de Breit-Wigner avec largeur dépendant de l'énergie

$$|BW|^2 = \frac{1}{(m^2 - m_O^2)^2 + \gamma^2 P_{K_O K_I^0}^{*2} m_O^2}$$

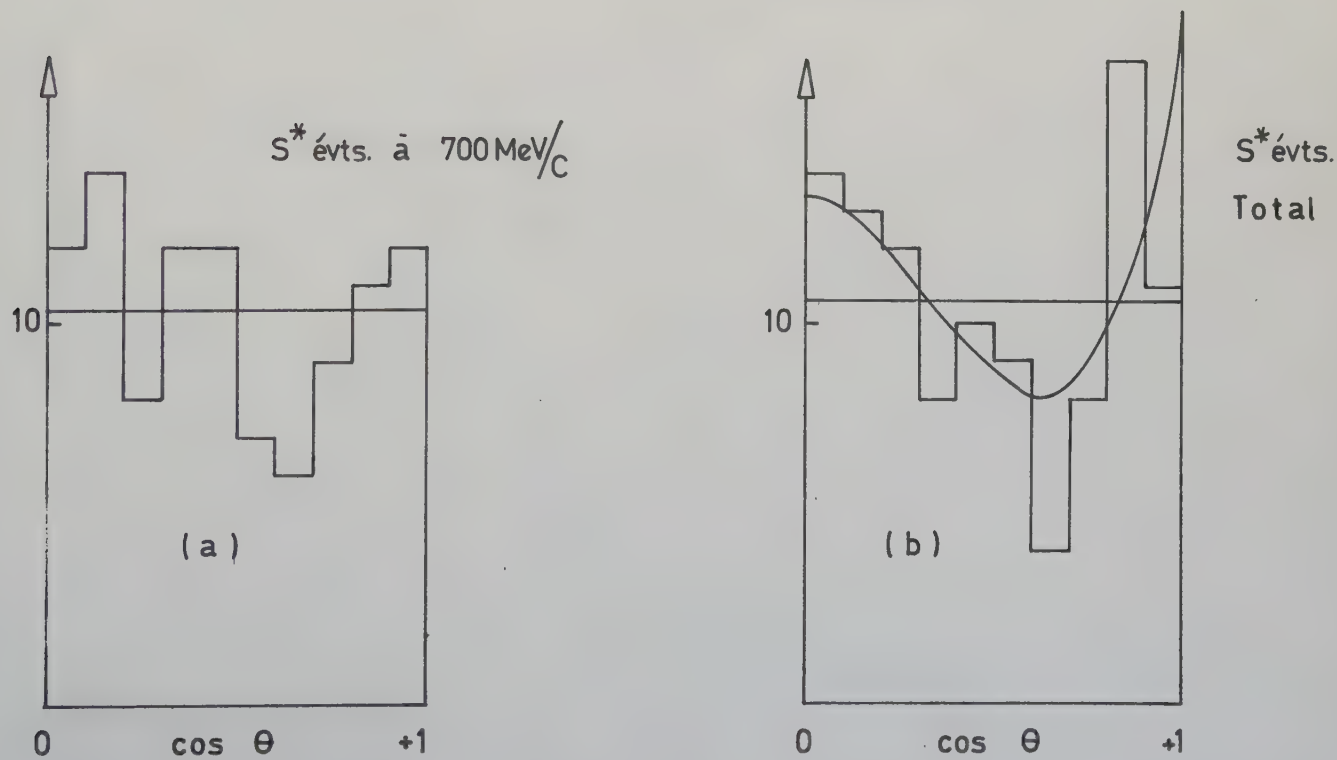
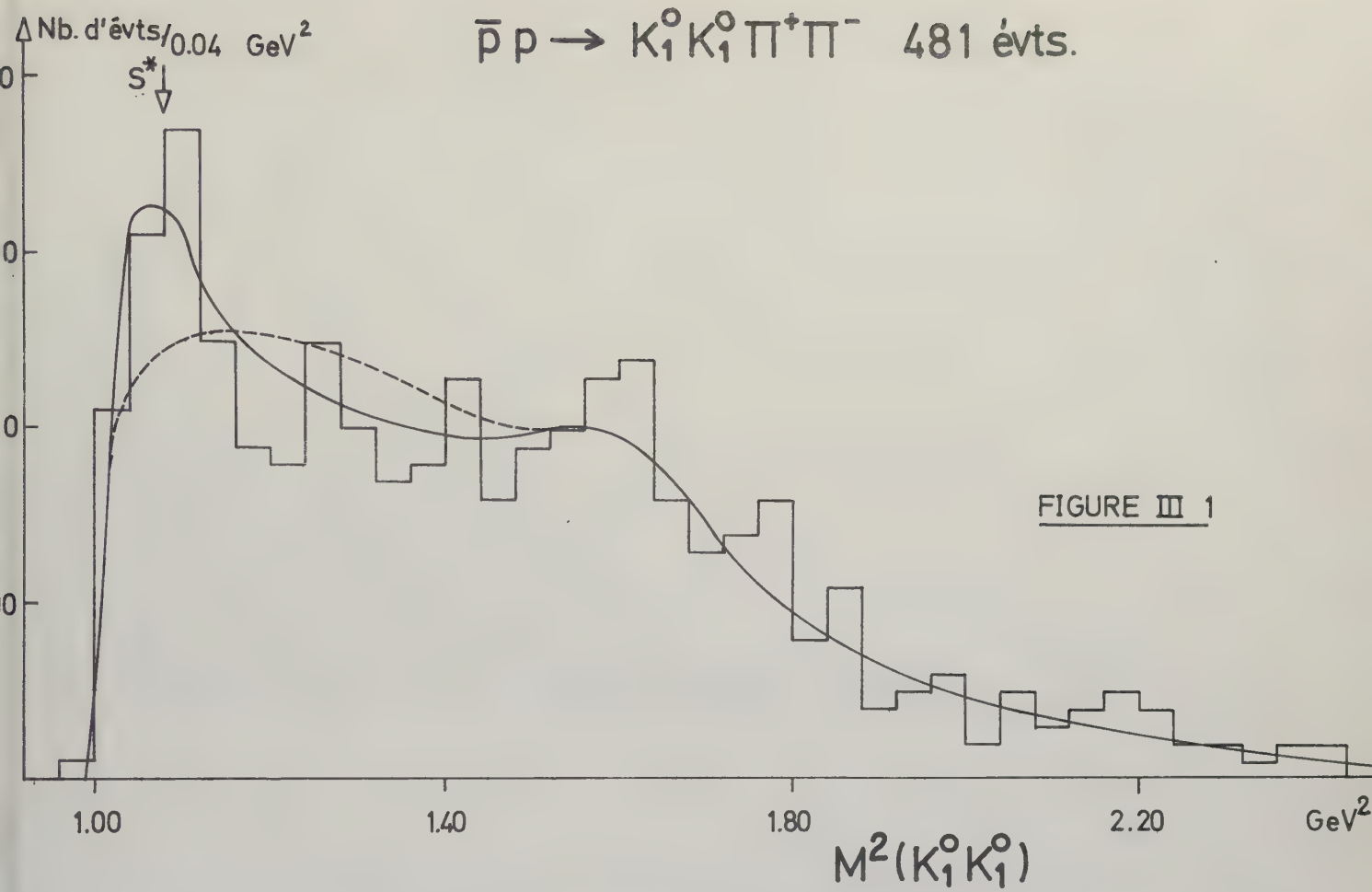


FIGURE III 2

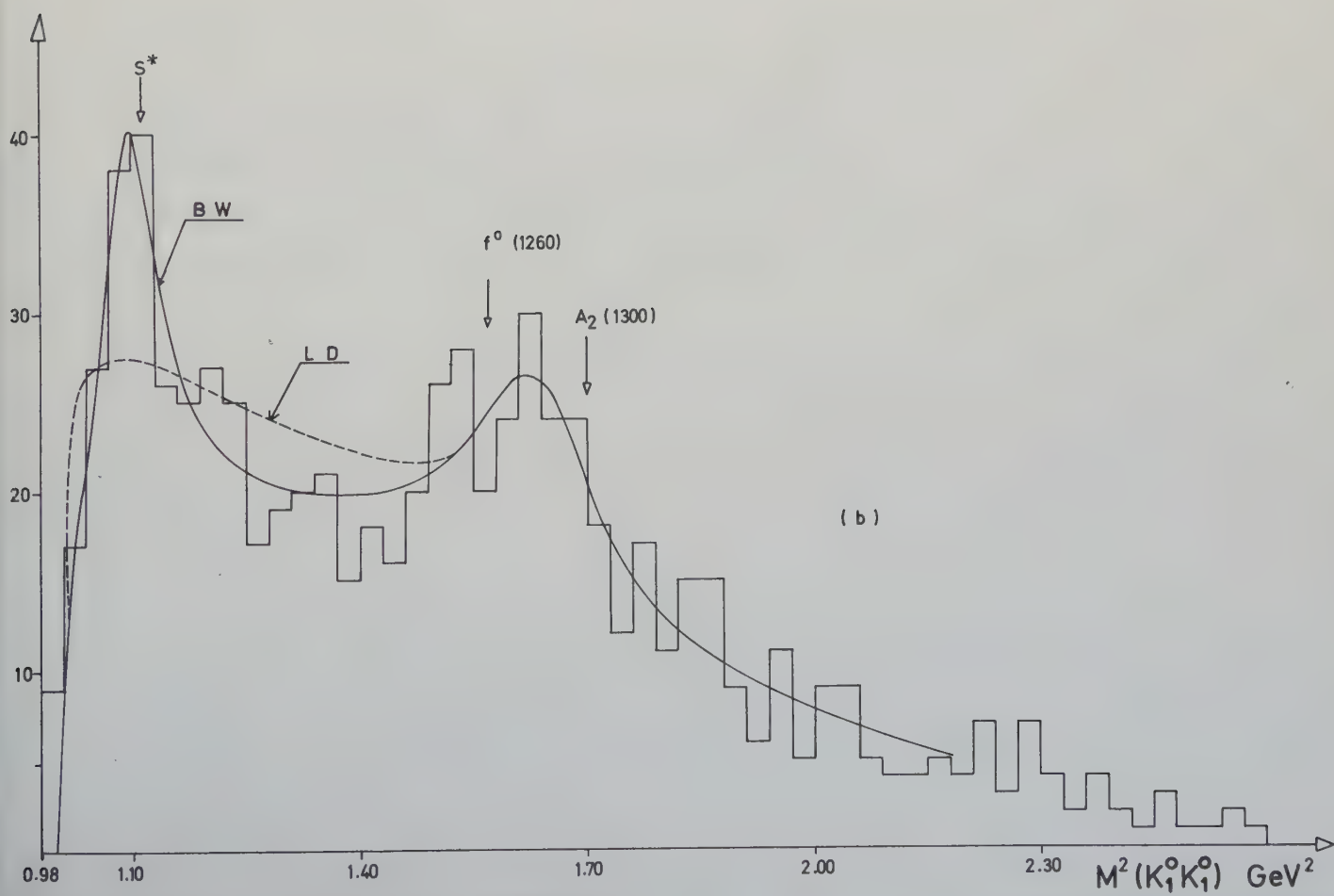
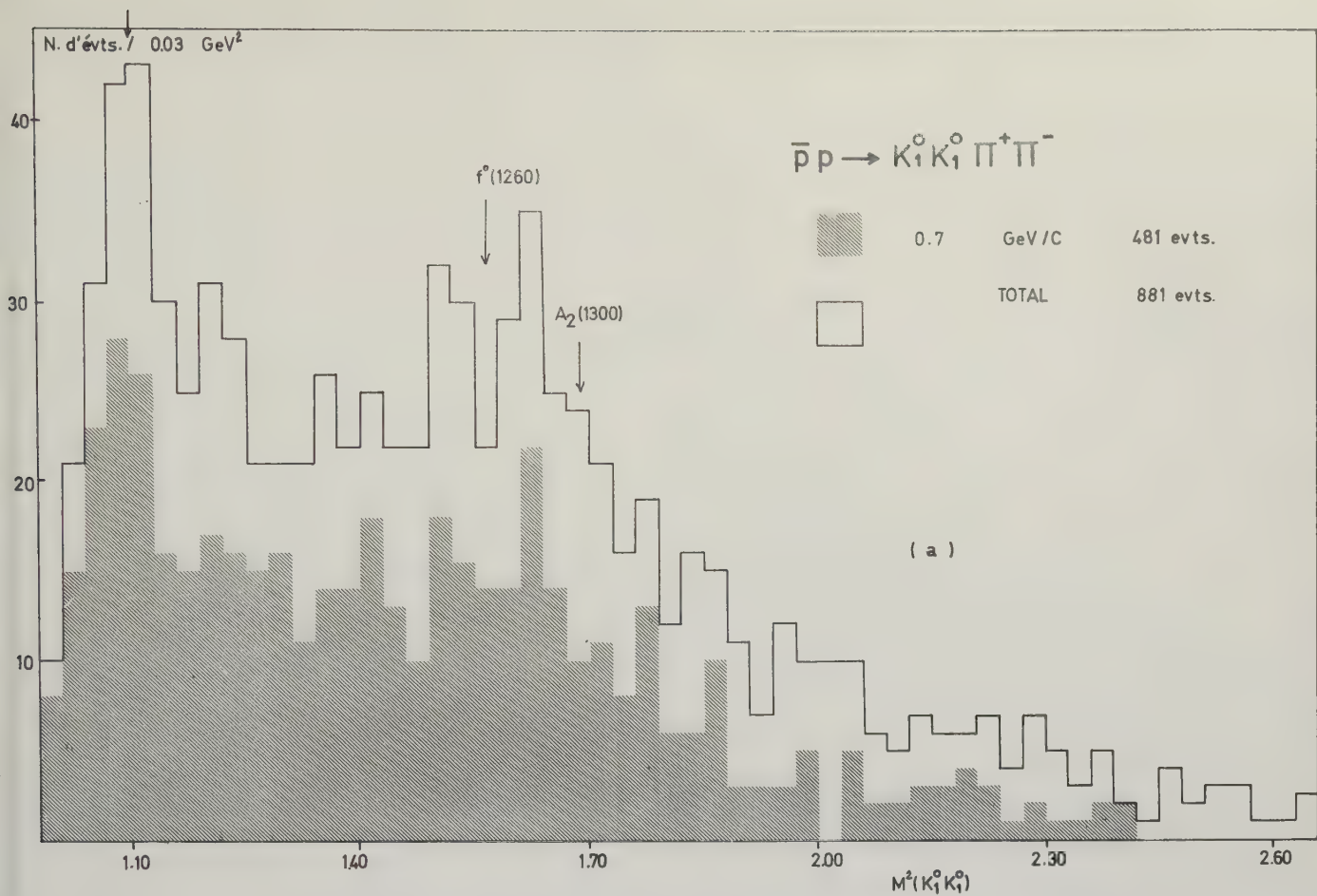


FIGURE III 3

CHAPITRE II

--

ETUDE DES MESONS D^0 ET E^0

--

Le méson E^0 , ($M \sim 1420$, $\Gamma \sim 80$ MeV) a été trouvé dans les annihilations $\bar{p} p$ à l'arrêt dans les réactions $\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi \pi$ avec $E^0 \rightarrow K \bar{K} \pi$. Les états finals $K_1^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ (600 événements) et $K_1^0 K^+ \pi^- \pi^+$ (M) (273 événements) étaient en fait dominés par la formation du E^0 , le taux de production de ce méson était estimé à 100 % et 76 % respectivement. La désintégration du E^0 a été trouvée corrélée à des interactions dans l'état final $K \bar{K} \pi$: un effet au seuil $K \bar{K}_{I=1}$ et la résonance K^* (890), avec un rapport d'embranchement $E^0 \rightarrow K^* K / E^0 \rightarrow (K \bar{K}) \pi \sim 1$.

Une étude des nombres quantiques a favorisé $I^G J^P (E^0) = 0^+ 0^-$ sans exclure les possibilités $I = 1$ et $J^P = 1^+$. Nous remarquons que la réaction $\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0$ n'était pas observée; en effet cette réaction est interdite par les nombres quantiques attribués au E^0 ci-dessus dans les annihilations $\bar{p} p$ en onde S ($L_{\bar{p} p}^- = 0$).

Une expérience d'annihilations d'antiprotons en vol (1,2 GeV/c) a été réalisée afin de déterminer si le E^0 n'était pas un phénomène lié à la capture de l'antiproton à l'arrêt. La recherche du E^0 était sans succès et l'expérience des annihilations $\bar{p} p$ à l'arrêt est la seule où l'on a pu observer le E^0 d'une façon significative.

A 1,2 GeV/c l'étude du spectre M (K $\bar{K}$ π) neutre a montré l'existence d'une nouvelle résonance appelée D⁰ avec une masse $\sim$ 1285 MeV et une largeur $\sim$ 30 MeV.

Le D⁰ était produit dans les réactions à deux corps :

$$\bar{p} p \rightarrow D^0 \omega^0, \quad \bar{p} p \rightarrow D^0 \rho^0, \quad \bar{p} p \rightarrow D^0 \pi^0$$

Le diagramme de Dalitz de désintégration de cette résonance (K $\bar{K}$ π) neutre montrait également la présence d'interactions dans l'état final K $\bar{K}$ π . L'interprétation de ces interactions n'était pas concluante: soit une interaction K $\bar{K}_{I=1}$ au seuil, soit une interaction en onde P du système (K π) paramétrisé par une Breit-Wigner (K^{*}(890), Q $\sim$ - 100 MeV), soit encore un mélange de ces deux hypothèses reproduisait les données expérimentales avec un rapport d'embranchement dépendant de l'hypothèse de spin et de parité du D⁰.

L'étude du D⁰ a favorisé les nombres quantiques I = 0 et C = + 1, et les valeurs de spin et parité 0⁻, 1⁺, 2⁻ restaient également probables.

Devant cette situation complexe nous avons choisi de réaliser une nouvelle expérience à une énergie intermédiaire, choisie en-dessous du seuil de production D⁰ ω^0 . Nous allons voir que les mésons D et E sont tous les deux produits significativement dans notre expérience. Etant donné la faiblesse relative de notre statistique par rapport aux deux autres expériences citées ci-dessus, nous ne pouvons pas nous attendre à trouver des résultats définitifs concernant les nombres quantiques. Cependant, l'observation de la réaction $\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0$ fixe définitivement la valeur de l'isospin à zéro, I (E) = 0 et nous allons voir qu'il n'y a pas de contradiction avec les propriétés du E⁰ déjà énoncées. Egalement les propriétés du D⁰ vont se montrer compatibles avec les observations antérieures et le fait que la réaction $\bar{p} p \rightarrow D^0 \rho^0$ se produise au seuil, va nous permettre de défavoriser la valeur 0⁻ du spin et de la parité du D⁰.

a) L'état final $K_1^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (4) - 208 événements

La figure III, 4 montre les distributions du carré de la masse effective des systèmes $K \bar{K} \pi$ neutre et de $K \bar{K} \pi$ doublement chargé de la réaction (4). Nous voyons deux accumulations dans le spectre neutre avec des valeurs de masse : $M_1 \sim 1260$ MeV et $M_2 \sim 1420$ MeV, tandis que le spectre doublement chargé ne présente pas de structure. La résonance K^* (892) est abondamment produite dans cette réaction (fig. annexe II, 4) et nous avons essayé d'expliquer l'état final $K_1^0 K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ par la seule production de cette résonance (hypothèse 1, tableau III, 2), en tenant compte des effets d'interférences entre K^* . Quatre combinaisons ($K \pi$) peuvent former le K^* (892). L'accumulation à 1260 MeV dans le spectre neutre n'est pas reproduite mais la réflexion des K^* accumule des événements dans la région du E^0 (1420) (courbe a), cependant la région des grandes valeurs de masse est mal reproduite. Le tableau III, 2 montre que les deux effets à 1260 MeV et à 1420 MeV doivent être considérés comme significatifs. Seule l'hypothèse $K^* +$ résonance 1 (1260) + résonance 2 (1420) donne un ajustement satisfaisant (courbe b, fig. III, 4) avec pour valeurs de masse et de largeur :

$$\begin{array}{ll} M_1 = 1263 \pm 9 \text{ MeV} & \Gamma_1 = 60 \pm 25 \text{ MeV} \\ M_2 = 1428 \pm 5 \text{ MeV} & \Gamma_2 = 105 \pm 25 \text{ MeV} \end{array}$$

Tableau III, 2

Hypothèse	$\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle$ sur la distribution $M^2 (K \bar{K} \pi)$
K^*	97/31
$K^* +$ résonance 1 (1260)	62/30
$K^* +$ résonance 1 (1260) + résonance 2 (1420)	28/28

Ces valeurs de masse et largeur permettent d'identifier la deuxième accumulation avec le méson E. Nous allons identifier le premier objet avec le méson D pour les raisons suivantes :

- La valeur de masse est plus basse que celle rapportée antérieurement (1285 ± 4 MeV) mais compatible aux erreurs expérimentales près.
- La valeur de la largeur est également compatible (31 ± 5 MeV).
- Nous allons voir que les propriétés de la désintégration et de la production correspondent à celles du D^0 .

Le taux de production de ces résonances a été déterminé par un ajustement global à la réaction (4), en tenant compte des propriétés de leur désintégration.

$$\begin{array}{llll} \bar{p} p \rightarrow D^0 \pi^+ \pi^- & \text{avec } D^0 \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- & 37 \pm 5 \text{ événements} \\ \bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^+ \pi^- & \text{avec } E^0 \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- & 141 \pm 21 \text{ événements} \end{array}$$

Le système $\pi^+ \pi^-$ produit avec le D et le E

La distribution du carré de la masse effective du système $\pi^+ \pi^-$ pour des événements E $\pi^+ \pi^-$ (*), (fig. III, 5a) ne montre pas de déviation par rapport à celle prévue par un espace de phase statistique (courbe), tandis que la distribution correspondante des événements D $\pi^+ \pi^-$ (*) présente une accumulation vers les hautes valeurs de la masse effective du système $\pi^+ \pi^-$ (fig. III, 5b). Cette accumulation est reproduite dans l'hypothèse d'une production $D\rho$ (courbe en trait pointillé, fig. III, 5b).

(*) Afin de tenir compte des largeurs expérimentales nous avons défini les événements D et E de la manière suivante

Événements D	$1,52 \text{ GeV}^2 \leq M_{(K K \pi)}^2 \leq 1,72 \text{ GeV}^2$	67 événements
Événements E	$1,92 \text{ GeV}^2 \leq M_{(K K \pi)}^2 \leq 2,16 \text{ GeV}^2$	126 événements

Dans cette hypothèse où le D est produit dans une réaction à deux corps
 $\bar{p} p$ le taux de production des résonances D et E est estimé à :

$$\begin{aligned} \bar{p} p \rightarrow D^0 \rho^0, \quad D^0 \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-, \quad \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- & \quad 35 \pm 4 \text{ événements} \\ \bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^+ \pi^-, \quad E^0 \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- & \quad 127 \pm 20 \text{ événements} \end{aligned}$$

Remarque - Une méthode de Monte-Carlo nous a permis de nous assurer que la production au seuil $D^0 \rho^0$ a une influence négligeable sur les valeurs de masse et largeur observées du D^0 .

b) L'état final $K_1^0 K^+ \pi^-$ (M) (5) - 171 événements

La distribution $M^2 (K_1^0 K^+ \pi^-)$ de la réaction (5) présente une nette accumulation dans la région du E^0 tandis que le signal du D^0 est faible (figure III, 6). L'hypothèse que le D^0 est produit dans une réaction à deux corps $D^0 \rho^0$ est renforcée par le fait que nous n'observons pas une production $D^0 \pi^0 \pi^0$ (4 ± 4 événements). La distribution de la masse manquante des événements D suggère plutôt une présence éventuelle de la réaction $\bar{p} p \rightarrow D^0 \eta^0$ (fig. III, 5d), celle des événements E^0 suit bien la distribution statistique d'une production $E^0 \pi^0 \pi^0$ (courbe sur la figure III, 5c). Le taux de production de E^0 a été évalué à

$$\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0 \pi^0 \quad \text{avec} \quad E^0 \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \quad 67 \pm 11 \text{ événements}$$

La masse et la largeur du E^0 étaient fixées à 1420 MeV et 80 MeV.

c) L'état final $K_1^0 K^+ \pi^+ \pi^0$ - 2106 événements

La figure III, 7 montre la distribution du carré de la masse effective du système $(K \bar{K} \pi)$ neutre et du système $(K \bar{K} \pi)$ chargé de la réaction (3). Le spectre neutre diffère du spectre chargé par deux bosses (3 et 6 écarts standard respectivement) dans les zones de masses : $M_1 \sim 1290$ MeV et $M_2 \sim 1410$ MeV et nous les interprétons par les réactions :

$$\bar{p} p \rightarrow D^0 \pi^0 \quad \text{et} \quad \bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0$$

Ici également nous avons estimé la masse et la largeur du E^0 et les taux de production du E^0 et D^0 par un ajustement global dans la voie, en introduisant les productions $K^* K \pi$, $K^* \bar{K}^*$, $K^* \bar{K} \rho$, $A_2 \pi \pi$ (annexe II) :

$$M(E) = 1415 \pm 10 \text{ MeV} \quad \Gamma(E) = 50 \pm 20 \text{ MeV}$$

La production du D^0 est trop faible pour permettre une détermination de sa masse et de sa largeur.

$$\begin{array}{lll} \bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0 & \text{avec} & E^0 \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- \quad 84 \pm 21 \text{ événements} \\ \bar{p} p \rightarrow D^0 \pi^0 & \text{avec} & D^0 \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- \quad 20 \pm 7 \text{ événements} \end{array}$$

La courbe correspondant à cette solution est tracée sur la figure III, 7. L'accord est satisfaisant sauf dans la région $2,28 \text{ GeV}^2 \leq M_{(K_1^0 K_1^+ \pi^-)}^2 \leq 2,36 \text{ GeV}^2$. Nous reviendrons ultérieurement sur ce point.

Les limites supérieures de production selon les modes chargés du D et du E dans cet état final (3) sont estimées par comparaison à la courbe ajustée.

$$\begin{array}{lll} \bar{p} p \rightarrow E^\pm \pi^\mp, & E^\pm \rightarrow K_1^0 K_1^\pm \pi^0 & 0 \pm 15 \text{ événements} \\ \bar{p} p \rightarrow D^\pm \pi^\mp, & D^\pm \rightarrow K_1^0 K_1^\pm \pi^0 & 0 \pm 4 \text{ événements} \end{array}$$

Nous n'avons pas d'indication sur une production du E^0 ou D^0 dans les autres états finaux. Le fait que nous n'observons pas le mode de désintégration $K^0 \bar{K}^0 \pi^0$ de ces mésons dans les réactions (6) et (7) (fig. III, 8) est compatible avec les nombres quantiques normalement attribués au E^0 et D^0 , $I = 0$ et $C = +1$. Dans ce cas nous prévoyons une production $E^0 \pi^+ \pi^-$ avec $E^0 \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ observés de ~ 20 événements et une production $D^0 \rho^0$ avec $D^0 \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ observés de ~ 7 événements.

Un ajustement global dans la voie (6) donne :

$$\begin{array}{lll} \bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^+ \pi^- & \text{avec} & E^0 \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \quad 29 \pm 13 \text{ événements} \\ \bar{p} p \rightarrow D^0 \rho^0 & \text{avec} & D^0 \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \quad 7 \pm 7 \text{ événements} \end{array}$$

Nos données ne permettent pas d'exclure la possibilité $I = 0$ et $C = -1$. Avec ces nombres quantiques nous nous attendons à ~ 60 événements $E^0 \pi^+ \pi^-$ avec $E^0 \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0$ vus, et à ~ 20 événements $D^0 \rho^0$ avec $D^0 \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0$ vus. Effectivement nous n'observons pas ces modes, mais les incertitudes sont grandes.

$$\begin{array}{lll} \bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^+ \pi^- & \text{avec} & E^0 \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 & 0 \pm 36 \text{ événements} \\ \bar{p} p \rightarrow D^0 \pi^+ \pi^- & \text{avec} & D^0 \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 & 0 \pm 17 \text{ événements} \end{array}$$

Détermination de l'isospin du E

Le fait que le E soit produit dans le mode $E \pi$ restreint les valeurs possibles d'isospin du E à 0, 1 et 2. Les amplitudes de production $E \pi$ dépendent de l'isospin du E et de l'isospin de l'état initial $\bar{p} p$ (tableau III, 3) :

Tableau III, 3

Etat_initial $\bar{p} p$	$I(E) = 0$	$I(E) = 1$	$I(E) = 2$
$I = 0$	-	$\sqrt{\frac{1}{3}} E^+ \pi^- - \sqrt{\frac{1}{3}} E^0 \pi^0$ $+ \sqrt{\frac{1}{3}} E^- \pi^+$	-
$I = 1$	$E^0 \pi^0$	$\sqrt{\frac{1}{2}} E^+ \pi^- - \sqrt{\frac{1}{2}} E^- \pi^+$	$\sqrt{\frac{3}{10}} E^+ \pi^- - \sqrt{\frac{2}{5}} E^0 \pi^0$ $+ \sqrt{\frac{3}{10}} E^- \pi^+$

Pour chacune des hypothèses d'isospin du E nous comparons les nombres d'événements attendus dans les modes de désintégration $(K_1^0 K_2^+ \pi^-)$ et $(K_1^0 K_2^- \pi^0)$ à ceux observés expérimentalement dans la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^+ \pi^- \pi^0$ (tableau III, 4).

Tableau III, 4

	$I(E) = 0$	$I(E) = 1$	$I(E) = 2$	Expérience E événements
$\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$	84 (*)	84 (*)	84 (*)	84 ± 21
$\bar{p} p \rightarrow E^+ \pi^-$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^0$	0	≥ 84	189	0 ± 15 $- 0$

(*) Pris comme normalisation.

Du tableau III, 4, il ressort que l'isospin du E est très probablement nul, $I(E) = 0$.

Bien que le nombre d'événements soit faible, par la même méthode nous confirmons l'isospin du D, $I(D) = 0$, (tableau III, 5).

Tableau III, 5

	$I(D) = 0$	$I(D) = 1$	$I(D) = 2$	Expérience D événements
$\bar{p} p \rightarrow D^0 \pi^0$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$	20 (*)	20 (*)	20 (*)	20 ± 7
$\bar{p} p \rightarrow D^+ \pi^-$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^0$	0	≥ 20	45	0 ± 4 $- 0$

Le spin et la parité du E^0

Si nous admettons $I(E) = 0$ et $C(E) = +1$ alors la parité G sera $G(E) = +1$, et le moment angulaire relatif des deux K doit être pair.

$$G(K \bar{K} \pi) = (-1)^{L_{K\bar{K}} + l_{K\bar{K}} + 1} \text{ et } L_{K\bar{K}} = 1$$

La désintégration du E montre une accumulation au seuil du système $K \bar{K}$ ce qui rend probable l'hypothèse que les mésons K sont sur une onde S , et par conséquent restreint le spin et la parité du E à la série : 0^- , 1^+ , 2^- , ... L'étude des annihilations d'antiprotons à l'arrêt exclut l'hypothèse $J^P(E) = 2^-$, nous n'envisagerons que les hypothèses $J^P(E) = 0^-$ ou 1^+ .

La description d'un système à trois corps nécessite cinq variables indépendantes. Usuellement on choisit 2 variables d'énergie et 3 variables d'angles. Les trois angles peuvent être ceux qui définissent complètement l'orientation du plan de désintégration.

a) La dépendance de la normale au plan de désintégration

Le formalisme de l'hélicité est développé dans la référence II, 7 et les résultats trouvés ne dépendent pas d'une interaction éventuelle dans l'état final. Dans notre cas particulier nous pouvons définir deux angles dont les distributions sont liées au spin et à la parité du système $K \bar{K} \pi$.

θ = l'angle entre la normale au plan de désintégration et le plan de production, ce dernier sera défini à l'aide de la direction du système $K \bar{K} \pi$ et la direction de l'antiproton incident dans le système du centre de masse total.

ϕ = l'angle entre la normale au plan de désintégration et la direction de la résonance.

Selon les hypothèses de spin et de parité on peut prédire les distributions suivantes (tableau III, 6) :

Tableau III, 6

$J^P (E)$	$W (\cos\theta)$	$W (\cos\phi)$
0^-	1	1
1^+	$A_0 + A_2 \cos^2\theta$	$A_0 + A_1 \cos\phi + A_2 \cos^3\phi$

Les distributions expérimentales, figure III, 9 ne montrent pas de déviation par rapport à l'isotropie et nous ne pouvons pas trancher entre les deux hypothèses.

b) Le diagramme de Dalitz du E^0

La réaction $\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0$ présente un fond important et la réaction $\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0 \pi^0$ n'a pas subi de contraintes cinématiques, de ce fait les erreurs sur les paramètres des particules y sont relativement grandes. En conséquence, l'étude de la désintégration du E^0 sera restreinte à la réaction (4) : $\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^+ \pi^-$ avec $E^0 \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$ car le fond est ici relativement faible. La figure III, 10 montre les traits dominants de cette désintégration :

- elle indique une présence possible de la résonance $K^* (892)$;
- elle montre une forte accumulation des masses $K \bar{K}$ dans la région des basses valeurs, ce qui favorise l'hypothèse $J^P (K \bar{K}) = 0^+$.

Pour rendre compte de ces deux traits expérimentaux, nous avons, comme dans le cas des annihilations d'antiprotons à l'arrêt, introduit les modes de désintégration $E^0 \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$ et $E^0 \rightarrow (K \bar{K}) \pi$. L'effet $K \bar{K}$ a été paramétrisé par une longueur de diffusion. Les éléments de matrice de cette désintégration s'écrivent alors :

$$J^P(E) = 0^- \quad |M^0|^2 = a |M^0(K^*)|^2 + (1-a) |M^0(K \bar{K})|^2$$

$$J^P(E) = 1^+ \quad |M^1|^2 = a |M^1(K^*) \bar{M}_1(K^*)| + (1-a) |M^1(K \bar{K}) \bar{M}_1(K \bar{K})|$$

Les expressions explicites de $M^0(K^*)$, $M^1(K^*)$, $M^0(K \bar{K})$ et $M^1(K \bar{K})$ sont données en annexe II.

L'ajustement, tableau III, 7, n'est pas sensible à la variation de la longueur de diffusion (1 à 4 fermi) ; il ne permet pas de trancher entre les deux hypothèses de spin et parité du E, mais il montre la compatibilité de notre expérience avec celle des annihilations à l'arrêt où :

$$\frac{E^0 \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)}{E^0 \rightarrow (K \bar{K}) \pi} \sim 1$$

Des ajustement globaux aux réactions (3) et (5) introduisant ces deux modes de désintégration de E confirment également cette valeur du rapport de branchement du E (annexe II).

Tableau III, 7

Désintégration du E^0

$J^P(E)$	% $K^* K$	% $(K \bar{K}) \pi$	% fond *	Longueur de diffu- sion (fermi)	$\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle$
0^-	34 ± 6	60 ± 16	7 ± 13	1	9/25
	30 ± 7	40 ± 11	29 ± 7	2	10/25
	29 ± 7	36 ± 10	36 ± 6	3	10/25
	28 ± 7	33 ± 10	39 ± 6	4	10/25
1^+	40 ± 10	23 ± 11	37 ± 6	1	17/25
	33 ± 10	27 ± 9	41 ± 5	2	14/25
	30 ± 10	27 ± 8	43 ± 5	3	13/25
	30 ± 10	26 ± 7	44 ± 5	4	12/25
Fond = Espace de phase					84/27

* FOND : peut être dû à la production $K^* K \pi \pi$ et des interférences possibles entre les deux combinaisons du E^0 .

c) La production en deux corps, $E^0 \pi^0$

Pour décrire la réaction $\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0$ avec $E \rightarrow K_1 K_2 \pi$ (*) nous définissons trois angles θ , ϕ et ψ (figure III, 11)

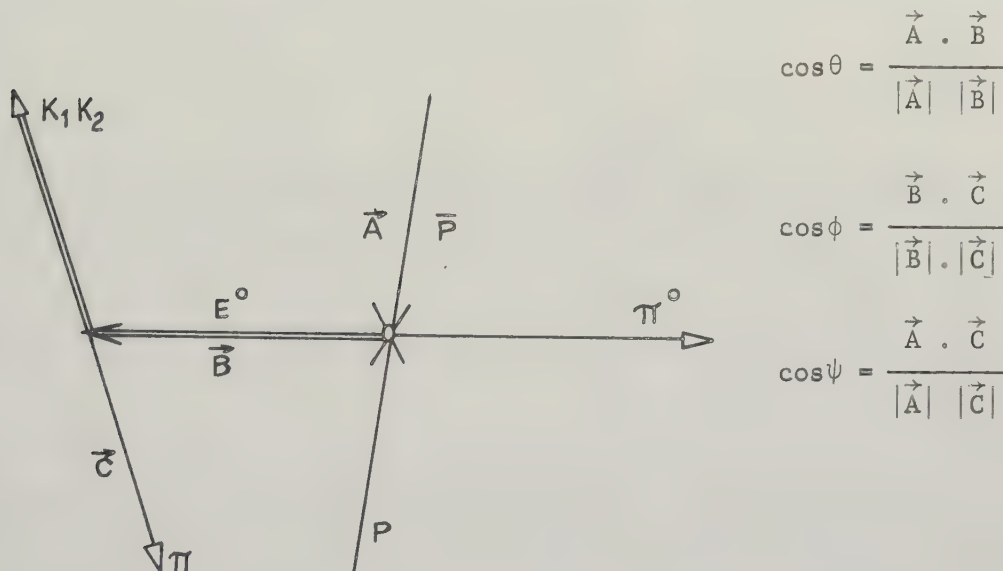


Figure III, 11

Les distributions angulaires expérimentales, (figure III, 12a) ont été obtenues en sélectionnant les événements satisfaisant à la condition : $1,92 \text{ GeV}^2 \leq M_{(K K \pi)}^2 \leq 2,16 \text{ GeV}^2$. Pour les distributions de $\cos \theta$ et $\cos \phi$ la masse du système $K \bar{K}$ est en plus limitée au seuil, $M_{K \bar{K}}^2 \leq 1,10 \text{ GeV}^2$, afin que l'élément de matrice de désintégration du E^0 ne dépende pas du mode de désintégration du E^0 . Nous avons vérifié par un tirage aléatoire que, lorsqu'on impose ce seuil, pour un spin et une parité donnés l'élément de matrice de désintégration ne dépend que du vecteur $\vec{C}$.

Les distributions angulaires prévues, lorsque nous nous limitons aux ondes S, P, D de l'état initial et aux hypothèses $J^{PC}(E) = 0^{--}$ et 1^{++} , sont les suivantes (tableau III, 8).

(*) Nous désignons par K_1 et K_2 le K et le $\bar{K}$ de la désintégration du E en $K \bar{K} \pi$

Tableau III, 8

$J^{PC} (E)$	$L_{E, \pi}$	Etat initial	$W(\cos\theta)$	$W(\cos\phi)$	$W(\cos\psi)$
0^{-+}	0	3P_0	1	1	1
	2	3P_2	$3 \cos^2\theta + 1$	1	1
1^{++}	1	3P_0	1	$\cos^2\phi$	1
		3P_1	$1 + \cos^2\theta$	$\sin^2\phi$	$1 + \cos^2\psi$
		3P_2	$21 \cos^2\theta + 13$	$\cos^2\phi + 3$	$21 \cos^2\psi + 13$
	2	1D_2	$\cos^2\theta \sin^2\theta$	$\sin^2\phi$	$\sin^2\psi$

Les distributions expérimentales sont compatibles avec l'isotropie ($\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 9/14$, 85 % de probabilité). Sur la figure III, 12a, nous avons également porté les distributions analogues du système $(K \bar{K} \pi)^\pm$ (en trait pointillé) qui montrent que le fond est probablement isotrope. Une superposition des états initiaux dans les deux hypothèses envisagées, peut aisément reproduire l'isotropie. Cependant la domination de l'onde initiale 1D_2 , paraît exclue et nous avons une indication d'une annihilation $\bar{p} p$ en onde P.

d) La production en trois corps $E^\circ \pi \pi$

Dans la figure III, 13, nous définissons 4 vecteurs, caractérisant la réaction $\bar{p} p \rightarrow E^\circ \pi^+ \pi^-$ avec $E^\circ \rightarrow (K \bar{K}) \pi$, à l'aide desquels nous pouvons définir 6 angles.

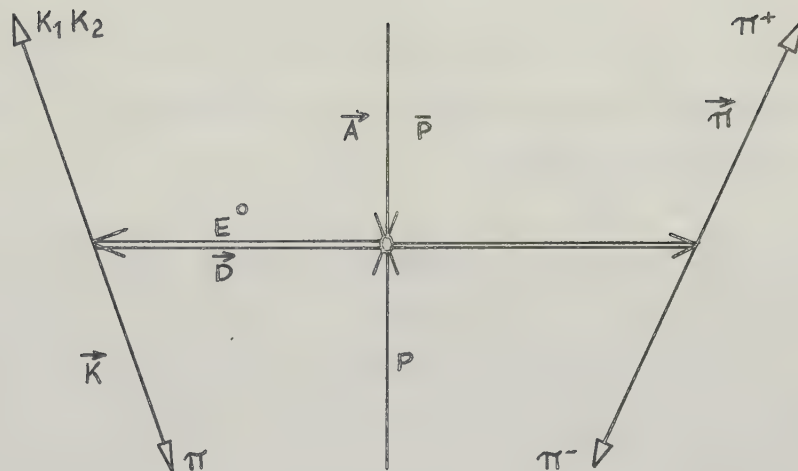


Figure III, 13

Les événements portés sur les distributions angulaires (figure III, 12b et c) satisfont aux contraintes : $1,92 \text{ GeV}^2 \leq M_{(K \bar{K} \pi)}^2 \leq 2,16 \text{ GeV}^2$ et, pour les angles où le vecteur $\vec{K}$ intervient, $M_{(K \bar{K})}^2 \leq 1,10 \text{ GeV}^2$. Toutes ces distributions sont compatibles avec l'isotropie et nous ne pouvons ni trancher entre les hypothèses de spin et parité du E^0 , ni avoir des renseignements sur l'état initial à cause de grand nombre de paramètres libres pour décrire cette réaction.

Le spin et la parité du D^0

La méthode d'analyse utilisée ci-dessus pour l'étude du spin et la parité du E^0 est applicable au méson D^0 . En effet, ces deux résonances présentent de grandes analogies. Comme dans le cas du E^0 :

- La normale au plan de désintégration du D^0 ne montre aucune corrélation avec la ligne de vol du système $K \bar{K} \pi$ (D^0), ni avec le plan de production (fig. III, 14).

b) Le diagramme de Dalitz de la désintégration du D^0 présente une accumulation au seuil du système $K \bar{K}$ (figure III, 15), ce qui rend probable la série 0^- , 1^+ , 2^- ... du spin et de la parité en admettant $I(D) = 0$ et $C(D) = +1$. Nous avons utilisé un élément de matrice analogue à celui décrivant la désintégration du E^0 . Nous devons cependant remarquer que le mode de désintégration K^*K est nettement en-dessous du seuil de production ($Q \approx -100$ MeV), ce qui n'est pas le cas pour le méson E^0 .

Le tableau III, 9 résume les résultats des ajustements. Nous ne pouvons pas trancher entre les hypothèses $J^P(D) = 0^-$ et 1^+ , toutes les deux reproduisant les traits de la désintégration. Nous remarquons que l'accumulation au seuil du système $K \bar{K}$ est reproduite dans l'hypothèse $D \rightarrow K^*K$ avec $J^P(D) = 1^+$ sans introduire un effet dans le système $K \bar{K}$. Nous n'avons pas envisagé l'hypothèse $J^P(D) = 2^-$, la statistique étant plus faible qu'à 1,2 GeV/c où cette hypothèse était aussi probable que $J^P(D) = 0^-$ et 1^+ .

c) La production $D\rho$

Dans le centre de masse total, la géométrie du processus $\bar{p} p \rightarrow D^0 \rho^0$ avec $D^0 \rightarrow (K \bar{K})_{I=1} \pi$ et $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ dépend des 4 vecteurs déjà définis sur la figure III, 13, et avec ces vecteurs nous définissons 6 angles (comparer à la production $E \pi \pi$). Les distributions angulaires expérimentales sont montrées en figure III, 16.

Comme le système $D \rho$ est produit proche du seuil ($M_{D \rho} = 2050 \pm 130$ MeV, $M_{\text{total}} = 1990$ MeV) nous supposons que le moment angulaire relatif $L_{D\rho} = 0$, ce qui entraîne que les états initiaux possibles sont

$$\begin{array}{ll} {}^1P_1 & \text{dans l'hypothèse } J^P(D) = 0^- \\ {}^3S_1, {}^3D_1, {}^3D_2 & \text{dans l'hypothèse } J^P(D) = 1^+ \\ {}^1P_1, {}^1F_3 & \text{dans l'hypothèse } J^P(D) = 2^- \end{array}$$

Tableau III, 9

Désintégration du D^0

$J^P(D)$	% $K^* K$	% $(K \bar{K}) \pi$	Fond	Longueur de diffusion (fermi)	$\chi^2 / \langle \chi^2 \rangle$
0^-	40 ± 8	60 ± 8	-	1	34/16
	18 ± 10	82 ± 10	-	2	24/16
	9 ± 10	91 ± 10	-	3	22/16
	8 ± 11	92 ± 11	-	4	23/16
	-	100	-	3	23/17
	100	-	-	-	61/17
1^+	45 ± 50	42 ± 18	13 ± 8	1	23/15
	26 ± 36	50 ± 28	24 ± 10	2	21/15
	36 ± 29	39 ± 20	25 ± 10	3	21/15
	43 ± 25	32 ± 17	25 ± 10	4	21/15
	-	100	-	3	45/17
	100	-	-	-	24/17
Espace de phase					92/17

Les distributions angulaires prévues pour ces différents états initiaux sont données dans le tableau III, 10. Nous avons testé ces prédictions, introduisant un fond isotrope non interférant estimé à 50 %. Même avec un fond d'une telle importance la distribution $W(\cos(\vec{A}, \vec{\pi}))$ est sensible à l'hypothèse $J^P(D)$. La contribution de χ^2 de cette distribution ainsi que le χ^2 total des six distributions angulaires sont portés sur le tableau III, 10. Nous trouvons que la distribution $W(\cos(\vec{A}, \vec{\pi}))$ rejette l'hypothèse $J^P(D) = 0^-$ ($\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 22/4 \ll 1$ % de probabilité) mais est en accord avec $J^P(D) = 1^+$ ou 2^- :

$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 2/4, 0,4/4, 5/4, 2,8/4, 7,2/4$ pour les différentes hypothèses. Les autres distributions angulaires sont en accord avec les trois hypothèses sur le spin et la parité du D^0 . Si nous supposons, que même au seuil, le système $D \rho$ est sur une onde P ($L_{D \rho} = 1$) l'hypothèse $J^P(D) = 0^-$ est également satisfaite (tableau III, 10).

Finalement, nous rappelons que l'étude des états initiaux a montré que les états initiaux 3D_1 et 3D_2 paraissent jouer des rôles dominants dans les réactions $\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ et $\bar{p} p \rightarrow K^{*+} \bar{K}$ ou $A_2 \pi$ respectivement. Notons que dans l'hypothèse $J^P(D) = 1^+$, la réaction $\bar{p} p \rightarrow D \rho$ est également dominée par les états initiaux 3D_1 et 3D_2 .

Tableau III, 10

Distributions angulaires pour production D ρ en onde S

$J^P(D)$	L'état initial $2S+1/J$	J^{PC}	$(\vec{A}, \vec{B})$	$(\vec{A}, \vec{\pi})$	$(\vec{A}, \vec{K})$	$(\vec{K}, \vec{B})$	$(\vec{K}, \vec{\pi})$	$(\vec{D}, \vec{\pi})$	$\chi^2_{\text{total}} / \langle \chi^2 \rangle$	$\chi^2 (\vec{A}, \vec{\pi}) / \langle \chi^2 \rangle$
0^-	$1P_1$	1^{+-}	1	$\cos^2 \alpha$	1	1	1	1	35/28	22/4
	$3S_1$	1^{--}	1	1	1	1	$\sin^2 \alpha$	1	17/28	2/4
	$3D_1$	1^{--}	1	$2+3 \sin^2 \alpha$	$2+3 \sin^2 \alpha$	1	$\sin^2 \alpha$	1	16/28	0.4/4
	$3D_2$	2^{--}	1	$1 + \cos^2 \alpha$	$1 + \cos^2 \alpha$	1	$3 + \cos^2 \alpha$	1	19/28	5/4
2^-	$1P_1$	1^{+-}	1	$3 + \cos^2 \alpha$	$1+3 \cos^2 \alpha$	1	$1+3 \cos^2 \alpha$	1	21/28	2.8/4
	$1F_3$	3^{+-}	1	$1+2 \cos^2 \alpha$	$5 \cos^4 \alpha - 2 \cos^2 \theta + 11$	1	$2 + \cos^2 \theta$	1	24/28	7.2/4

Distributions angulaires pour production D ρ en onde P

0^-	$3S_1$	1^{--}	1	1	1	1	1	$\sin^2 \alpha$	15/28	2/4
	$3D_1$	1^{--}	$2 + 3 \sin^2 \alpha$	$2+3 \sin^2 \alpha$	1	1	1	$\sin^2 \alpha$	16/28	0.4/4
	$3D_2$	2^{--}	$1 + \cos^2 \alpha$	$1 + \cos^2 \alpha$	1	1	1	$3 + \cos^2 \alpha$	18/28	5/4

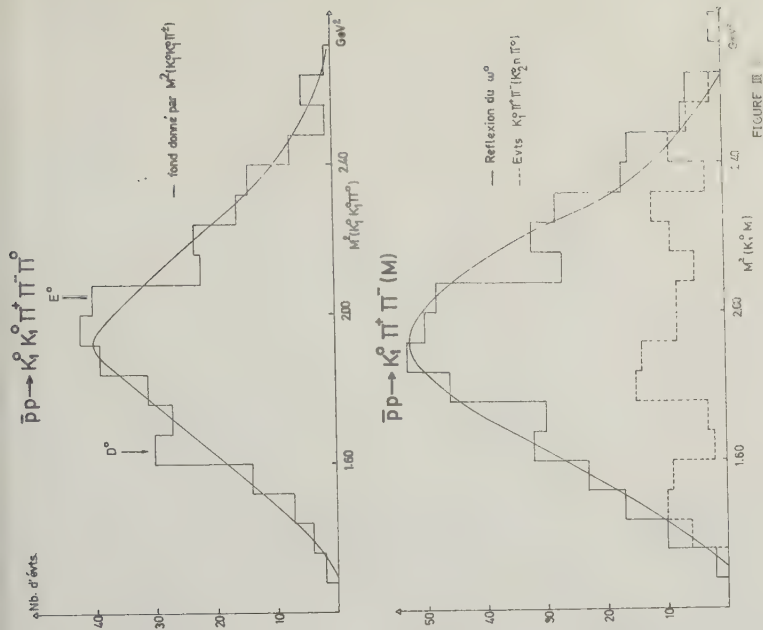


FIGURE III 9

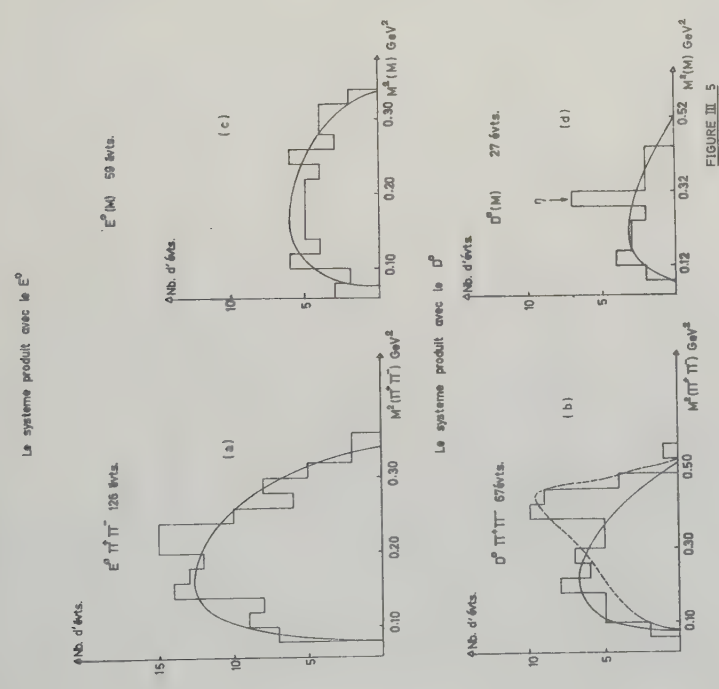


FIGURE III 5

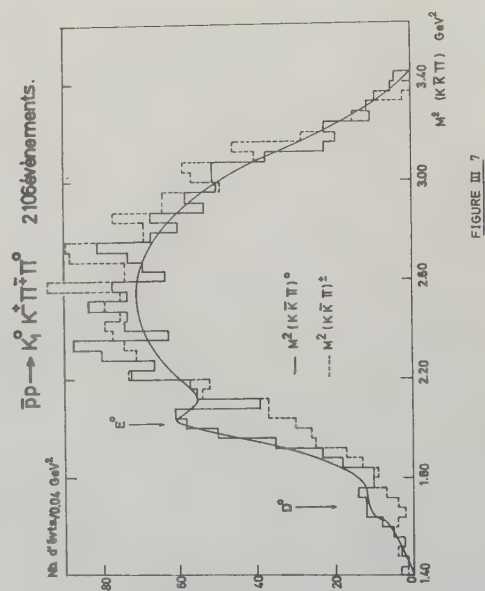


FIGURE III 7

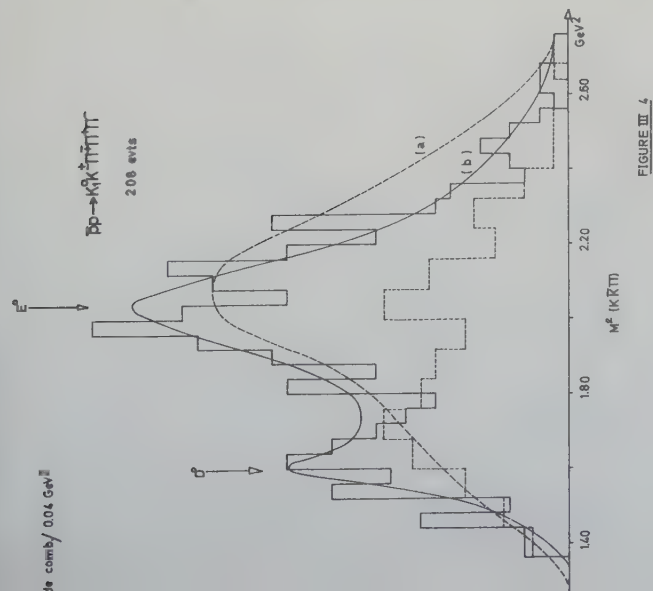


FIGURE III 4

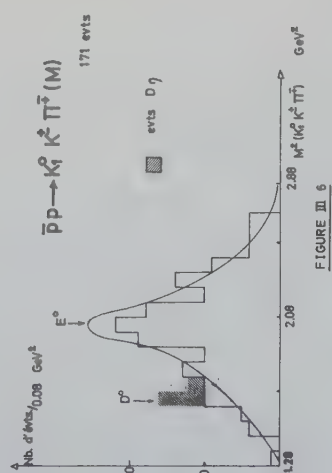
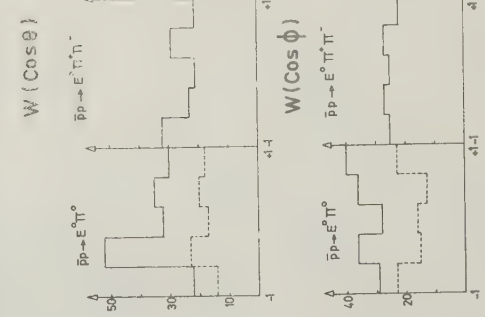


FIGURE III 6



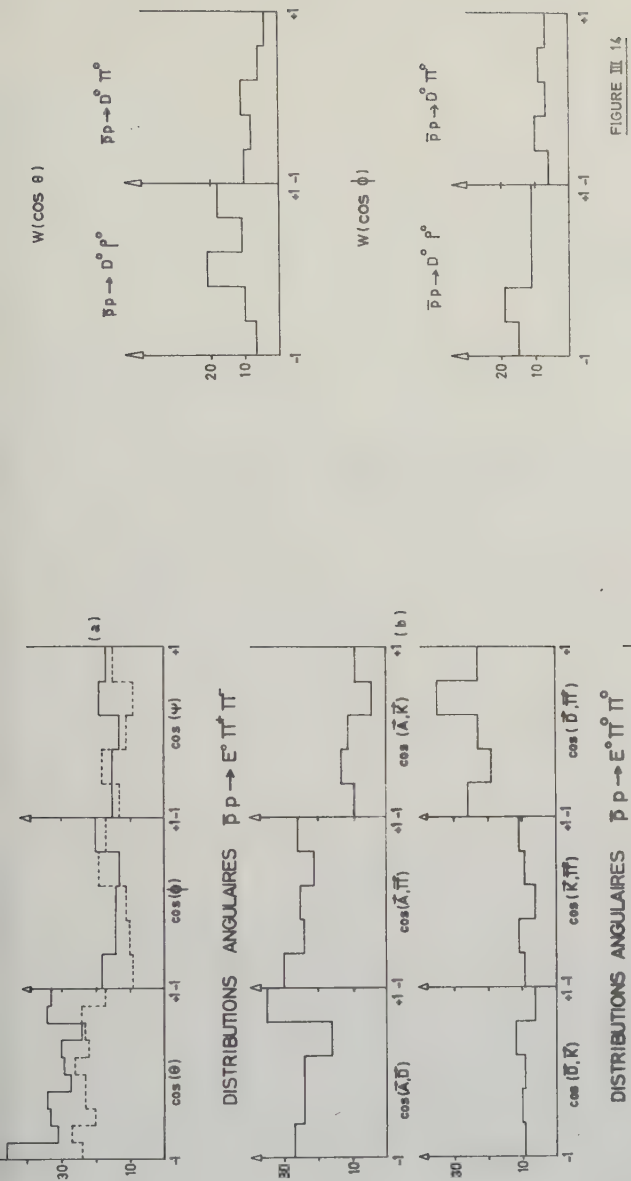


FIGURE III 12

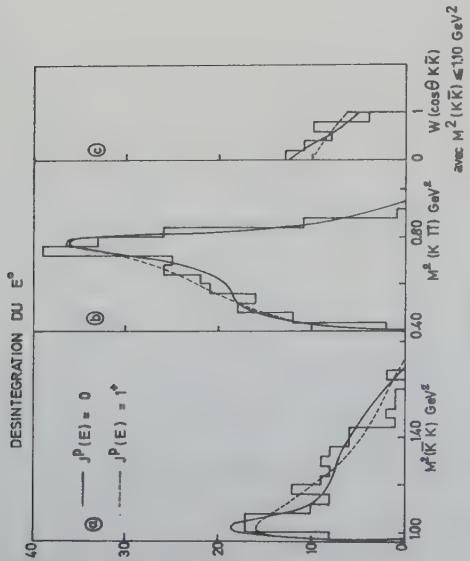


FIGURE III 10

Distributions angulaires de la production $D p$

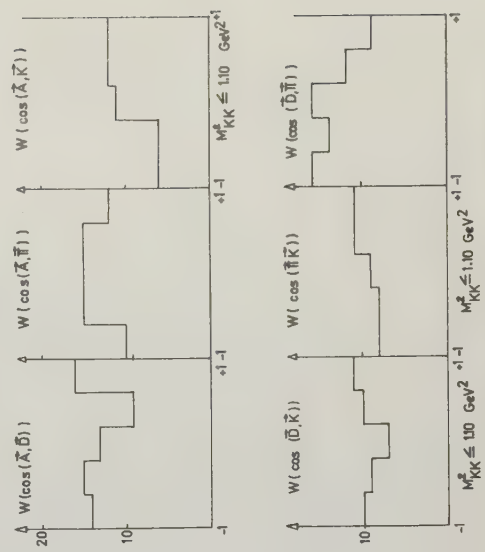


FIGURE III 15

Desintegration du D

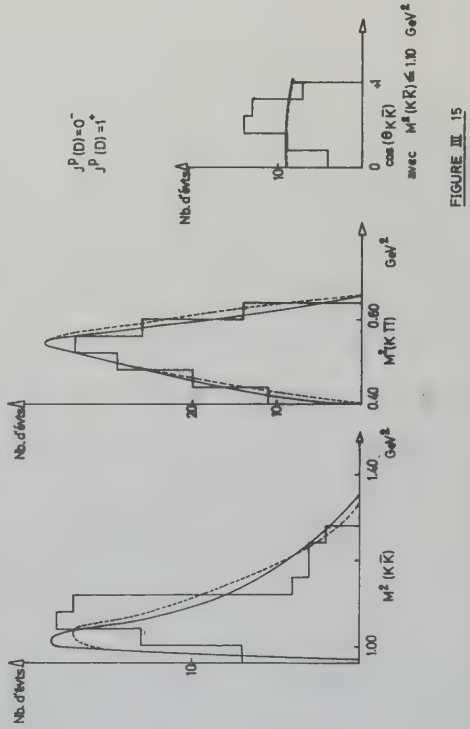


FIGURE III 15

CHAPITRE III

-:-

ETUDE D'UNE NOUVELLE RESONANCE $(K \bar{K} \pi)_{I=1}$, APPELEE F_1 (1540)

-:-

L'analyse des annihilations $\bar{p} p$ à l'arrêt en $K \bar{K} \pi \pi$ montre qu'un modèle simple supposant la dominance des interactions dans l'état final avec production des mésons vectoriels K^* (892), ρ (770) et ϕ (1020) ne donne pas une bonne interprétation des données expérimentales sans l'introduction d'une résonance dans le système $K \pi \pi$, $M \sim 1242$ MeV, $\Gamma \sim 120$ MeV, $I J^P = 1/2 1^+$ appelée méson C. Les mêmes états finaux dans les annihilations $\bar{p} p$ à 1,2 GeV/c sont fortement dominés par la production du K^* (892) et ρ (770) ($\sim 80\%$). Ils ne montrent pas d'effet analogue à celui des antiprotons à l'arrêt dans le système $(K \pi \pi)$ ni d'ailleurs dans le système $K \bar{K} \pi$, en dehors d'une faible production $D^0 \pi^0$ avec $D^0 \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$. La situation à 0,7 GeV/c ressemble à celle des antiprotons de 1,2 GeV/c, c'est-à-dire dominance de la production de K^* (892) et de ρ (770), existence des effets dans le système $K \bar{K}$ (voir chapitre I), aucun effet dans le système $K \pi \pi$, mais notre expérience met en "évidence" un nouvel effet dans le système $K K \pi$ chargé caractérisé par une masse de 1540 MeV et une largeur de 40 MeV.

Nous montrons en figure III, 17a, le spectre $M^2 (K \bar{K} \pi)^+$ de l'état final $K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ (1300 événements) ; nous remarquons une forte accumulation d'événements 84 ± 25 événements dans la région $2,32 \text{ GeV}^2 \leq M^2_{(K K \pi)^+} \leq 2,56 \text{ GeV}^2$ non produite par un ajustement global tenant compte des voies $K^* \bar{K}^*$, $K^* K \pi$, $K K \rho$, $S^* \pi \pi$,

$f^0 \pi \pi$ ou $A_2 \pi \pi$ et $\phi \pi \pi$ (courbe en trait plein). Le canal $K^* \bar{K}^*$ représente un taux de production d'environ 20 %; comme cette voie occupe un petit volume de l'espace de phase disponible, il est intéressant d'étudier les différents spectres obtenus en excluant les événements $K^* \bar{K}^*$ ($0,735 \text{ GeV}^2 \leq M_{K \pi}^2 \leq 0,845 \text{ GeV}^2$).

Sur la figure (III, 17b) est portée la distribution $(K K \pi)^+$ où les événements $K^* \bar{K}^*$ ont été exclus ; l'accumulation subsiste (83 ± 23 événements par rapport à la courbe qui représente la réflexion de la voie $K^* K \pi$ et qui tient compte de l'exclusion des événements $K^* \bar{K}^*$).

Lorsque nous sélectionnons les événements $(K K \pi)^+$ avec au moins une combinaison dans la bande du K^* , l'effet $(K K \pi)^+$ est encore plus prononcé, figure III, 18b, 72 ± 16 événements (courbe = réflexion de la voie $K^* K \pi$) ; si, au contraire, nous prenons seulement des événements qui n'ont aucune combinaison $K \pi$ dans une bande large du K^* ($0,7 \text{ GeV}^2 \leq M_{K \pi}^2 \leq 0,88 \text{ GeV}^2$) (*) figure III, 18c, il n'y a pas d'accumulation dans le spectre $M^2 (K \bar{K} \pi)$, ces deux distributions suggèrent que la bosse observée en $(K \bar{K} \pi)^+$ est liée à une interaction $K^* \bar{K}$. Au contraire des mésons D et E cet effet $K \bar{K} \pi$ ne paraît pas être lié à un effet $K \bar{K}$ au seuil, figure III, 18a ($M_{(K \bar{K})}^2 \leq 1,12 \text{ GeV}^2$). Nous n'avons pu reproduire cette bosse ni par des effets d'interférence entre K^* , ni par des effets cinématiques de réflexion d'autres résonances, $\rho (770)$, $f^0 (1250)$, $A_2 (1300)$, et par conséquent nous allons la considérer comme une manifestation d'une nouvelle résonance, non identifiable aux effets $K \bar{K} \pi$ rapportés antérieurement : le $F_1 (1540)$.

La distribution $M^2 (K \bar{K} \pi)^+$ pour la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ est portée sur la figure III, 19a, nous ne voyons pas d'accumulation due au F_1 , même en enlevant les événements $K^* \bar{K}^*$ (figure III, 19b) et en sélectionnant ceux ayant au moins une combinaison dans la bande K^* (figure III, 19c). Comme l'état final $K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ est un mélange d'états finaux $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ et $K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$, nous concluons que le F_1 est lié principalement à ce dernier état final.

On peut montrer qu'on obtient les distributions de la masse effective des différentes combinaisons de particules de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ en soustrayant celles de la réaction (1) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ à celles de la réaction (2) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$, figure III, 20a, b, c (réf. I, 2 + partie I).

(*) Correspond à $(M_{K^*} \pm \Gamma)$

Dans la réaction (3), $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^+ \pi^0$ il est difficile de mettre en évidence une production du F_1 en mode chargé ou en mode neutre, figures III, 21a, b, c, d. Cette réaction est très compliquée, les mésons K^* , ρ , A_2 , D , E , sont produits et de plus il y a indication d'une production f' (1515) et $K \bar{K}_{I=1}$ au seuil. La courbe en trait plein sur les figures 21 a et b correspond à l'ajustement global (Annexe II), celle en trait pointillé sans introduction du f' . Nous allons voir que la production observée du F_1 dans les différentes réactions, est compatible avec les prédictions issues de considérations d'isospin et de G - parité. On peut ajouter qu'il n'y a pas d'indication de production $F_1 \pi \pi$ avec $F_1 \rightarrow K \bar{K} \pi$ (Annexe II).

DETERMINATION DE LA MASSE ET DE LA LARGEUR

Il est difficile d'ajuster une formule de Breit-Wigner sur la distribution $M^2 (K_1^0 K_2^0 \pi)^+$ brute, voir figure III, 20a; on trouve avec de grandes erreurs :

$$M(F_1) = 1555 \begin{smallmatrix} + 7 \\ - 30 \end{smallmatrix} \text{ MeV} \quad \Gamma(F_1) = 35 \begin{smallmatrix} + 15 \\ - 25 \end{smallmatrix} \text{ MeV}$$

La distribution de masse effective qui donne le signal le plus significatif du F_1 est celle où nous avons éliminé les événements $K^* \bar{K}^*$ et sélectionné les événements $(K \bar{K} \pi)$ avec au moins une combinaison $K \pi$ dans la région du K^* . Pour déterminer la masse et la largeur nous avons choisi cette distribution avec le K^* sélectionné dans une bande large : $0,7 \text{ GeV}^2 < M_{K\pi} < 0,88 \text{ GeV}^2$ qui correspond à $(M_{K^*} \pm \Gamma)$, nous évaluons le fond par un polynôme d'ordre 5 et représentons la bosse par une simple Breit-Wigner ; l'estimation par une méthode de χ^2 donne les résultats suivants :

$$M(F_1) = 1540 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 5 \text{ MeV}$$

$$\Gamma(F_1) = 40 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} 15 \text{ MeV}$$

La courbe résultante est portée sur la figure III, 22.

Cette méthode est justifiée par le fait que l'hypothèse du F_1 se désintégrant uniquement en $K^* K$ est compatible avec les données expérimentales.

L'ISOSPIN

Comme le F_1 est observé dans un état $K \bar{K} \pi$ chargé son isospin est différent de zéro et le mode de désintégration $K^* K$ détermine l'isospin à $I(F_1) = 1$.

Dans l'hypothèse où le F_1 se désintègre uniquement par la voie $K^* K$ nous pouvons le décomposer d'une façon unique sur les différents états de charge des particules K , $\bar{K}$ et π . Si nous notons g la valeur propre de la parité G ($g = \pm 1$) nous aurons pour $I_z(F_1) = \pm 1$:

$$I_z = +1$$

$$(K K \pi)^+ = \frac{1}{\sqrt{6}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \pi^+ (K^0 \bar{K}^0 + g \bar{K}^0 K) + \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^+ (K^0 \bar{K}^0 - g \bar{K}^0 K^0) \right. \\ \left. - \pi^0 (K^+ \bar{K}^0 + g \bar{K}^0 K^+) + \sqrt{2} g \pi^+ K^- K^+ \right]$$

$$I_z = -1$$

$$(K \bar{K} \pi)^- = \frac{1}{\sqrt{6}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \pi^- (\bar{K}^0 K^0 + g K^0 \bar{K}^0) + \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^- (\bar{K}^0 K^0 - g K^0 \bar{K}^0) \right. \\ \left. - \pi^0 (K^- K^0 + g K^0 K^-) + \sqrt{2} g \pi^- K^+ K^- \right]$$

En introduisant le facteur de visibilité du K_1^0 les taux relatifs des différents modes de désintégration sont évalués, (tableau III, 11). Nous avons également porté le nombre d'événements estimé expérimentalement par des ajustement globaux (Annexe II).

Tableau III, 11

Mode	Prédiction	Expérience Nombre d'événements
$K_1^0 K_2^0 \pi^+$	α	87 ± 24
$K_1^0 K_1^0 \pi^+$	$\alpha/3$	38 ± 10
$K_1^0 K_1^+ \pi^0$	α	70 ± 17

Ce tableau montre que les hypothèses énoncées ci-dessus sont compatibles avec l'expérience.

Pour le mode neutre du F_1 ($K_1^0 K_1^+ \pi^+$) dans la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^+ \pi^0$ la valeur d'isospin du F_1 ($I = 1$) détermine une limite supérieure du rapport R,

$$R = \frac{\bar{p} p \rightarrow F_1^0 \pi^0}{\bar{p} p \rightarrow F_1^+ \pi^+} \leq 1$$

$$\begin{array}{l} \downarrow \\ \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^+ \end{array} \quad \begin{array}{l} \downarrow \\ \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^0 \end{array}$$

bien vérifié expérimentalement $R = \frac{0 \pm 20}{0} / \frac{70 \pm 17}{0} = 0 \pm 0,3$

Remarque sur la G parité du F_1

Nous remarquons que les prédictions du tableau III, 11, ne dépendent pas de la valeur de la parité G du F_1 , et si F_1 se désintègre uniquement par la voie $K^* K$ nous ne pouvons pas la déterminer avec notre expérience. Cependant si la parité G a la valeur + 1 l'isospin du système $K_1^0 K_2^0$ est zéro et on peut s'attendre à ce que le méson ϕ soit couplé au F_1 ce qui paraît exclu, figure III, 23 (*).

(*) Evénements F_1 : $2,32 \text{ GeV}^2 \leq M^2 (K \bar{K} \pi^+) \leq 2,56 \text{ GeV}^2$.

Au contraire si la parité G est -1 l'isospin du système $K_1^0 K_1^0$ est zéro et S^* peut être produit dans la désintégration du F_1 . Notre faible statistique ne permet pas de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse.

SPIN - PARITE

L'importance du fond sous l'accumulation due au F_1 fait que la seule distribution sensible aux valeurs du spin et de la parité du F_1 est celle montrée en figure III, 24 : la distribution en cosinus θ (angle entre la direction du K^0 dans le centre de masse du $K^* K$ et la direction du K^* dans le centre de masse du F_1). Les événements portés sur cette figure correspondent à ceux de la figure III, 18b, avec la contrainte supplémentaire $2,32 \leq M^2 (K K \pi)^+ \leq 2,56 \text{ GeV}^2$.

La valeur Q de la désintégration du F_1 en $K^* K$ est relativement faible, $Q \sim 150 \text{ MeV}$, ce qui rend probable un ordre peu élevé du moment angulaire entre le K^* et le K de la désintégration.

Nous avons envisagé les valeurs 0, 1 et 2 ce qui entraîne la série de valeurs : $1^+, 0^-, 1^-, 2^-, 2^+, (1^+, 3^+)^{(*)}$ du spin et de la parité F_1 .

Nous avons calculé cette distribution angulaire par une méthode de Monte Carlo pour les différentes hypothèses envisagées du spin et de la parité du F_1 . Les amplitudes utilisées pour la désintégration du F_1 sont portées en annexe. Sur la figure III, 24 sont montrées les courbes ainsi calculées dans les cinq différentes hypothèses envisagées.

Nous voyons que les hypothèses 1^- et 2^+ paraissent exclues tandis que les autres reproduisent la distribution d'une façon satisfaisante ; dans le tableau III, 12, nous donnons les probabilités pour que cette distribution soit compatible avec les différentes hypothèses. Il n'est pas étonnant que les valeurs 1^- et 2^+ soient peu probables car dans ces cas le mode de désintégration en $\bar{K} K$ est possible mais n'a pas été vu.

(*) Nous n'avons pas testé les hypothèses $J^P(F_1) = 1^+$ et 3^+ avec le couplage $L_{K^* K} = 2$.

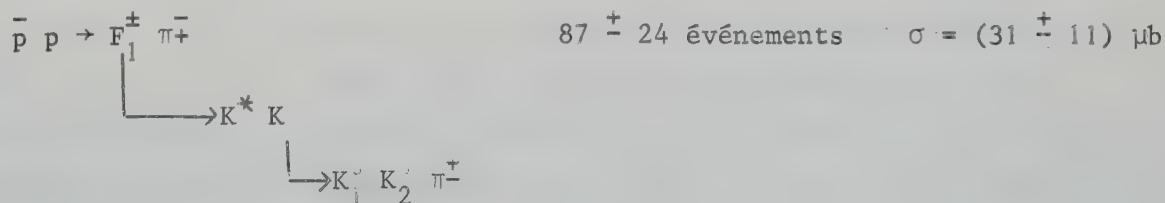
Tableau III, 12

$J^P(F_1)$	1^+	0^-	1^-	2^-	2^+
χ^2	0,8	3,9	8,9	0,8	11,5
Probabilité (%)	~ 95	~ 45	~ 6	~ 95	~ 2
$\langle \chi^2 \rangle$	4				

Dans l'hypothèse $J^P(F_1) = 2^-$ nous avons de la même façon calculé les projections du diagramme de Dalitz du F_1 , et nos données sont compatibles avec l'hypothèse du F_1 se désintégrant à 100 % par la voie $K^* K$, figure III, 25.

La paramétrisation du fond semble correcte car la distribution en cosinus des événements dans des bandes situées de part et d'autre du F_1 est relativement bien reproduite, figure III, 26b^(*) et c^(**), ainsi que la distribution $M^2(K\pi)$ des événements dans une bande plus haute (figure III, 26a^(**)).

En résumé, notre expérience présente l'"évidence" d'une nouvelle résonance F_1 produite principalement dans la réaction :



et les nombres quantiques ont très probablement les valeurs suivantes :

(*) $1,92 \text{ GeV}^2 \leq M^2(K_1^0(K^0)\pi^\pm) \leq 2,16 \text{ GeV}^2$.

(**) $2,64 \text{ GeV}^2 \leq M^2(K_1^0(K^0)\pi^\pm) \leq 2,88 \text{ GeV}^2$.

$$\begin{aligned} M &= 1540 \pm 5 \text{ MeV} & \Gamma &= 40 \pm 15 \text{ MeV} \\ I &= 1 & G &= + \\ J^P &= 0^-, 1^+, 2^- \end{aligned}$$

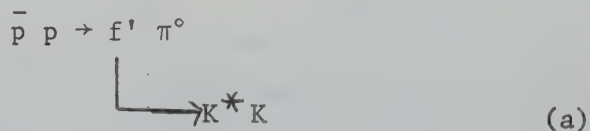
TENTATIVE DE CLASSIFICATION DU F_1 PARMI LES MESONS

La valeur $J^P(F_1) = 0^-$ suggère que le F_1 peut être un partenaire du E^0 , ce qui renforcerait les suggestions de l'existence d'une nonet pseudoscalaire excitée. La possibilité $J^P(F_1) = 2^-$ avec $G(F_1) = -1$ est attrayante parce que dans ce cas le F_1 correspondrait à la récurrence de Regge du méson π . Les autres valeurs possibles des nombres quantiques ont place dans tous les schémas de classification des mésons conçus à ce jour.

REMARQUE SUR LE f' (1515)

Nous avons déjà remarqué une accumulation d'événements dans la région du f' (1515), $M^2 \sim 2,30 \text{ GeV}^2$, sur la distribution du carré de la masse effective du système $(K \bar{K} \pi)$ neutre de l'état final $K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0$ figure III, 21b, (35 ± 13 événements).

Cette petite accumulation subsiste quand on exclut les événements $K^* \bar{K}^*$ et sélectionne des événements avec au moins une combinaison K^* dans le système $K \bar{K} \pi$ neutre (22 ± 10 événements) figure III, 21c, ce qui suggère une présence possible de la réaction :



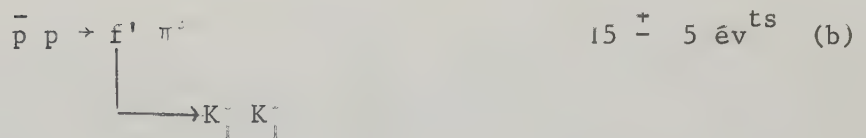
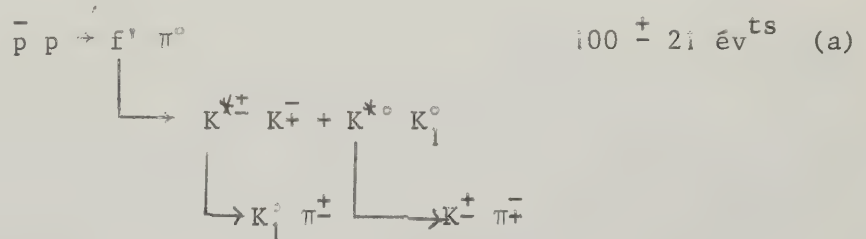
Cependant il faut remarquer que le signal du f' se trouve au maximum de l'espace de phase. L'intérêt de cette observation tient au fait que nous voyons en même temps la réaction (figure II, 12)



et nous pourrions calculer le rapport d'embranchement :

$$R = f' \rightarrow K^* K / f' \rightarrow K \bar{K}$$

Par des ajustement globaux nous avons estimé le nombre d'événements qu'on peut attribuer aux deux réactions



Il faut remarquer que la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^- K^+ \pi^+ \pi^-$ est compliquée et que notre modèle pour cette réaction est très simplifié.

Nous ne pouvons pas prétendre que le f' soit réellement produit dans cette réaction :

En effet, dans la même région que le f' , le F_1 pourrait se manifester, la différence des valeurs de masse n'est que de l'ordre de 20 MeV et même si l'ajustement global ne nécessite pas l'introduction du F_1 dans son mode neutre (0_{-0}^{+20} événements), la limite supérieure de sa production est 63 ± 21 événements (voir isospin du F_1).

Notre expérience ne peut donner qu'une limite supérieure de la valeur de R

$$R \leq 4,4 \quad (68 \% \text{ de probabilité})$$

qui est beaucoup plus grande que les limites supérieures déjà publiées

$$R \leq 0,2 \quad (\text{réf III, 10})$$

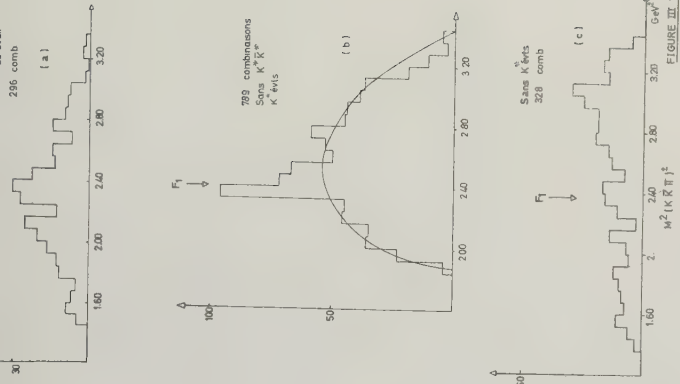


FIGURE III 19



FIGURE III 17

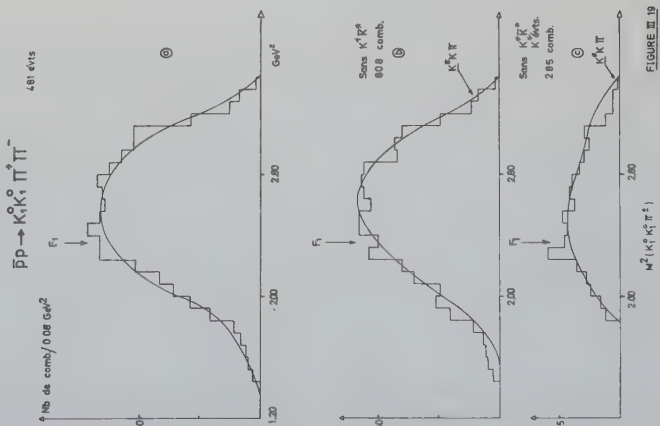
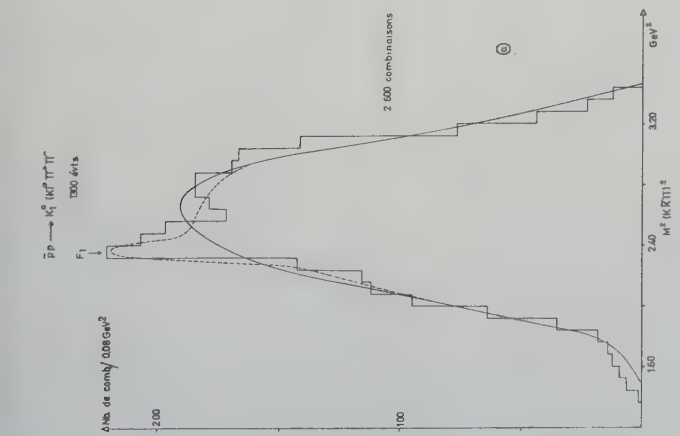


FIGURE III 19

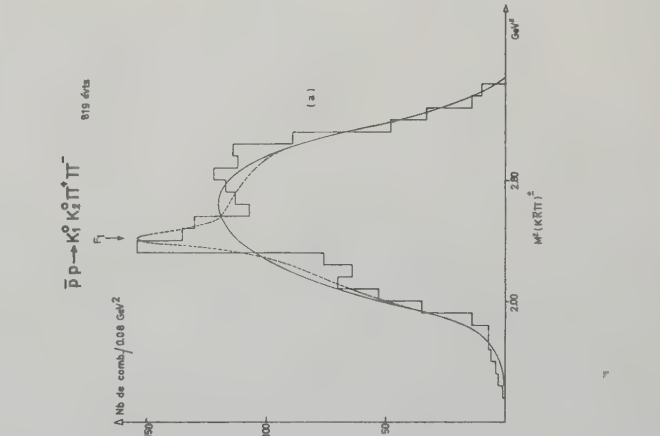


FIGURE III 18

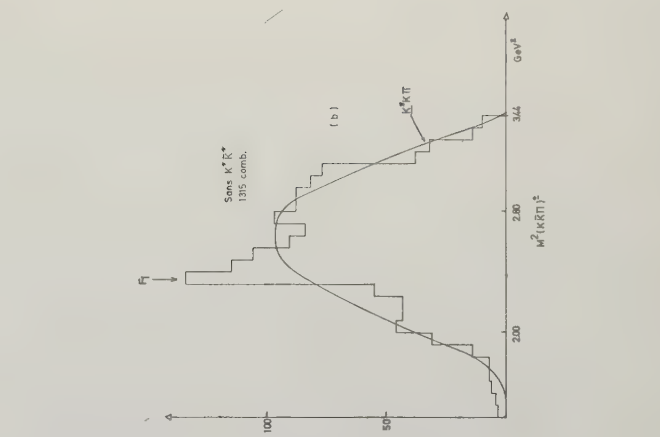


FIGURE III 17

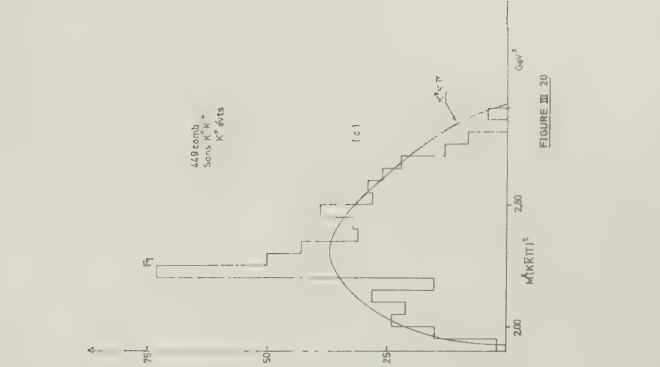


FIGURE III 16

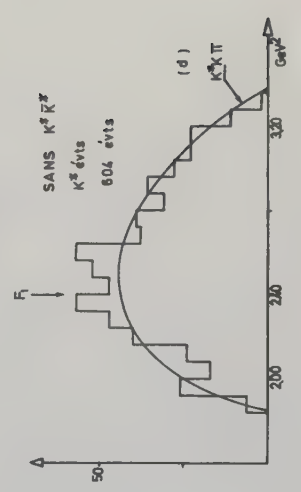
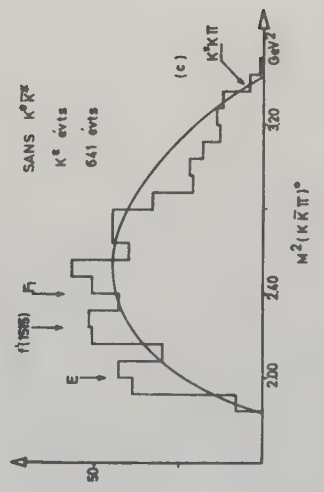
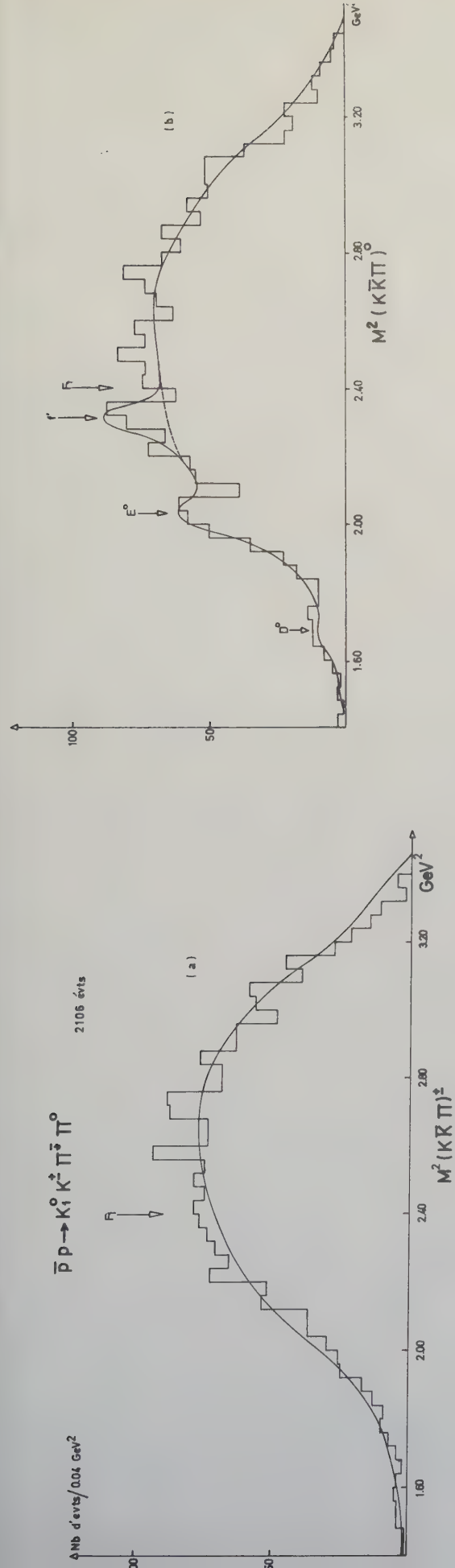


FIGURE III 21

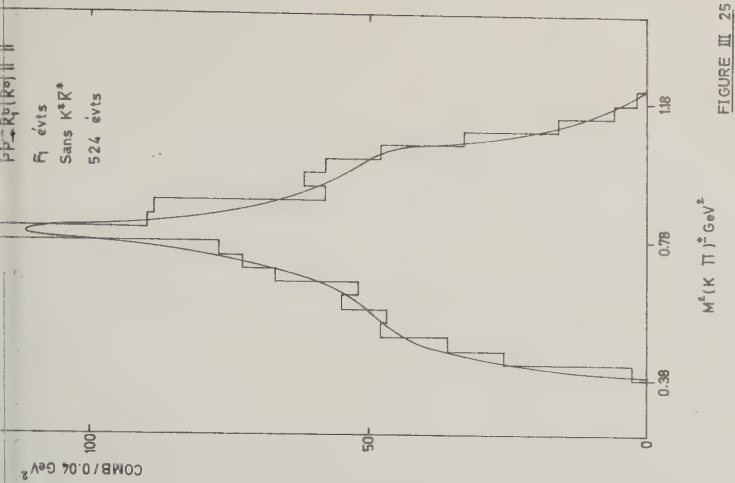


FIGURE III 25

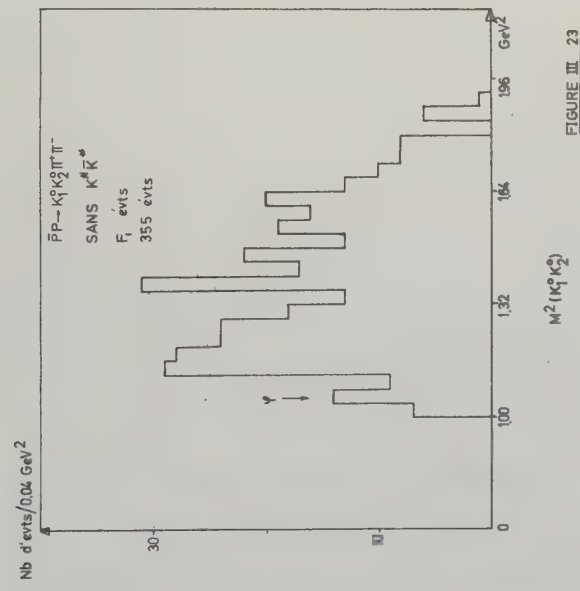


FIGURE III 23

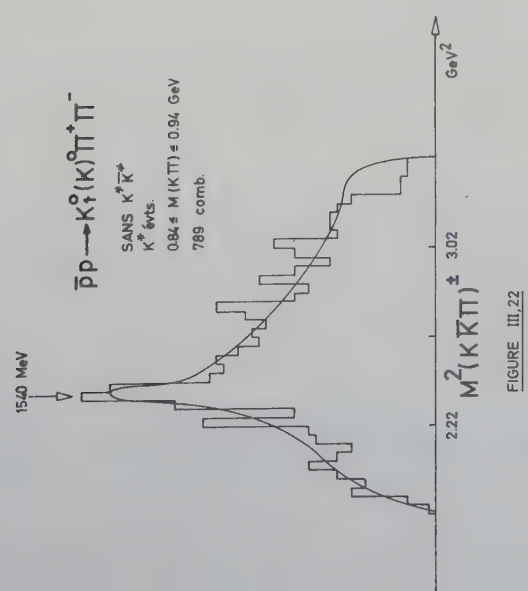
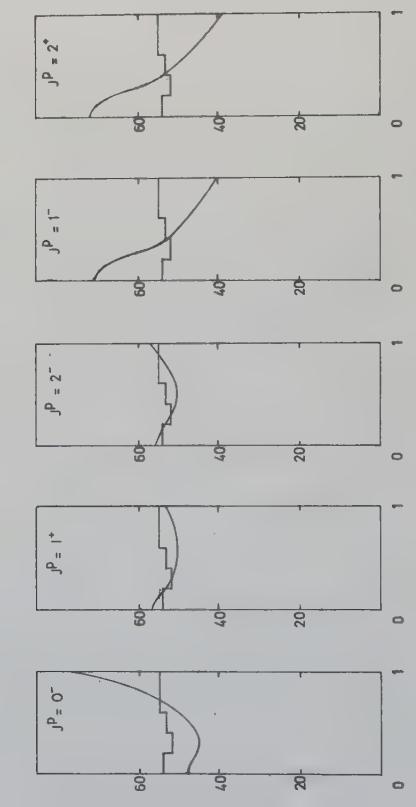


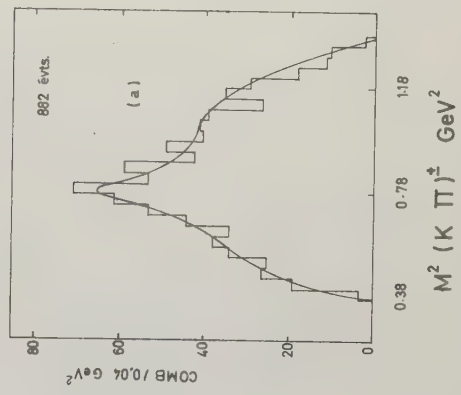
FIGURE III 22

259 comb.



$|\cos \theta|$

FIGURE III 24



$M^2(K \pi)^2 \text{ GeV}^2$

$|\cos \theta|$

FIGURE III 2

C O N C L U S I O N

-:-

Notre expérience d'annihilations antiproton-proton à 700 MeV/c comportant au moins un K_1^0 visible est la troisième dans une série d'expériences sur les annihilations $\bar{p} p$ à basse énergie. En comparant les taux de production des différentes voies des trois expériences (0 GeV/c, 0,7 GeV/c et 1,2 GeV/c) nous avons trouvé deux traits intéressants des annihilations à 700 MeV/c :

- une relative abondance des réactions $\bar{p} p \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$ et $\bar{p} p \rightarrow A_2 \pi$.
- le rapport entre les taux de production des voies $K_1^+ K_1^0$ et $K_1^+ K_2^0$ est faible.

Par une étude des distributions angulaires nous avons pu relier ces réactions à des ondes dominantes pour l'état initial $\bar{p} p$; il suffit d'introduire l'onde 3D_1 ($J^{PC} = 1^{--}$) pour rendre compte des faits expérimentaux de la réaction

$$\bar{p} p \rightarrow K \bar{K}^0$$

et les réactions

$$\bar{p} p \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$$

$$\bar{p} p \rightarrow A_2 \pi$$

paraissent se produire exclusivement dans l'état initial 3D_2 ($J^{PC} = 2^{--}$).

Nos données ne permettent pas de déterminer l'isospin, $I_{pp}^- = 0$ ou 1 , sauf pour la production $A_2 \pi$ où $I_{pp}^- = 1$. Ce résultat suggère la présence d'ondes résonnantes dans le système $\bar{p} p$ à 700 MeV/c (énergie totale dans le centre de masse 1990 ± 6 MeV); pour étudier de plus près les réactions $\bar{p} p$ de basse énergie une expérience de formation (0 à 1,2 GeV/c) est en cours.

Notre expérience était initialement conçue pour étudier la production des mésons neutres D (1285) et E (1420) se désintégrant principalement en $K \bar{K} \pi$. Le phénomène E^0 (1420) n'avait été mis en évidence que dans les annihilations $\bar{p} p$ à l'arrêt, ce qui mettait en doute son interprétation comme résonance.

A 700 MeV/c nous confirmons l'existence du E^0 (1420) produit dans les réactions :

$$\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0 \quad E^0 \rightarrow K^0 K^+ \pi^- \quad (1) \quad 47 \pm 12 \mu b$$

$$\bar{p} p \rightarrow E^0 (\pi \pi)^0 \quad E^0 \rightarrow K^0 K^+ \pi^- \quad (2) \quad 196 \pm 43 \mu b$$

De plus l'observation de la réaction (1) interdite à l'arrêt, permet de déterminer sans ambiguïté l'isospin du E : $I(E) = 0$ (l'hypothèse $I(E) = 1$ était difficile à éliminer à l'arrêt). L'ensemble de nos résultats à l'arrêt et à 700 MeV/c conduit aux propriétés suivantes pour le méson E :

$$M(E) = 1425 \pm 4 \text{ MeV} \quad \Gamma(E) = 78 \pm 8 \text{ MeV}$$

$$I(E) = 0 \quad G(E) = + \quad J^P(E) = 0^-, (1^+)$$

$$\frac{E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)}{E \rightarrow (K \bar{K}) \pi} \approx 1$$

Le méson D était produit dans les annihilations $\bar{p} p$ à 1,2 GeV/c dans des réactions du type $\bar{p} p \rightarrow D^0 X^0$ où X^0 représente π^0 , ρ^0 , ω^0 , mais il était absent dans les annihilations à l'arrêt. A 700 MeV/c le D^0 est principalement produit dans la réaction $\bar{p} p \rightarrow D^0 \rho^0$ ($\sigma = 42 \pm 11 \mu b$). Comme cette réaction a lieu près du seuil $D^0 \rho^0$ nous en déduisons que le système D ρ est produit principalement en onde S. Nous montrons que dans cette hypothèse les distributions expérimentales sont sensibles à la valeur attribuée au spin et à la parité du D^0 ; nous défavorisons la valeur $J^P(D) = 0^-$.

Les propriétés du méson D résultant des expériences à 0,7 GeV/c et à 1,2 GeV/c sont résumées ci-après :

$$M(D) = 1280 \pm 5 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 31 \pm 5 \text{ MeV}$$

$$I(D) = 0$$

$$G(D) = +$$

$$J^P(D) = (0^-), 1^+, 2^-, \dots$$

L'analyse du diagramme de Dalitz de désintégration du D^0 en $K \bar{K} \pi$ ne permet pas, aussi bien à 700 MeV/c qu'à 1,2 GeV/c, étant donné la faible statistique, de préciser les propriétés de sa désintégration.

Nous remarquons que l'absence du D^0 dans les annihilations $\bar{p} p$ à l'arrêt est prévue par son mode particulier de production et les nombres quantiques attribués ci-dessus.

L'état final $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ présente un effet au seuil dans le système $K_1^0 K_1^0$. Le même effet était observé dans la même réaction à 1,2 GeV/c mais pas à l'arrêt, en ajoutant les deux lots nous montrons qu'une paramétrisation par une formule de Breit-Wigner rend bien compte de la forme de l'effet observé, au contraire une formulation par une longueur de diffusion est exclue. Nous concluons que le système $K_1^0 K_1^0$ au seuil est dominé par une résonance (S^*) dont la masse et la largeur sont :

$$M(S^*) = 1046 \pm 7 \text{ MeV}$$

$$\Gamma(S^*) = 40 \pm 20 \text{ MeV}$$

La distribution angulaire de désintégration de cette résonance montre qu'elle n'est pas nécessairement de spin zéro, ce qu'on attend pour un effet au seuil (barrière centrifuge).

Nous terminons notre travail par l'étude d'une nouvelle résonance dans le système $K \bar{K} \pi$ chargé, appelée F_1 . Elle est produite dans les réactions à deux corps $\bar{p} p \rightarrow F_1 \pi$, ($173 \pm 31 \mu\text{b}$) l'importance du fond rend l'analyse de ses propriétés délicate, cependant sa désintégration est dominée par le mode $K^* \bar{K}$ ($\bar{K}^* K$).

Nous résumons ci-dessous les propriétés de cette nouvelle résonance résultant de notre analyse :

$$M(F_1) = 1540 \pm 5 \text{ MeV}$$

$$\Gamma(F_1) = 40 \pm 15 \text{ MeV}$$

$$I(F_1) = 1$$

$$G(F_1) = +$$

$$J^P(F_1) = 0^-, 1^+, 2^-$$

A N N E X E I

-:-

ETUDE DE LA RESOLUTION EXPERIMENTALE EN MASSE EFFECTIVE

Nous avons estimé la résolution en masse effective en comparant la largeur observée à la largeur intrinsèque des résonances ω et ϕ qui ont une largeur faible. Le ω^0 domine l'état final $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ et nous évaluons sa largeur expérimentale à 15 ± 1 MeV, figure II, 2; comme la largeur intrinsèque est mesurée à $12,2 \pm 1,3$ MeV (réf. II, 5) nous obtenons une résolution de $8,5 \pm 2$ MeV. Le ϕ est vu dans l'état final $K_1^0 (K)^0 \pi^+ \pi^-$ avec une largeur de 12 ± 2 MeV, figure A II, 2 ce qui entraîne une résolution de 11 ± 3 MeV ($\Gamma_\phi = 3,4 \pm 0,8$ MeV, réf. II, 5).

Egalement nous avons estimé la résolution de la masse effective du système $K_1^0 K_1^+$ de la région du A_2 dans la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^-$ à l'aide d'un programme MILLSTONE (Cern) qui déplace les deux π du V à l'origine et reconstitue ensuite le pseudo quatre corps ainsi fabriqué artificiellement à l'aide d'un ajustement à quatre contraintes. Nous obtenons la résolution directement par la distribution de la masse effective des deux π associés au K_1 . Pour la région du A_2 nous avons trouvé une résolution de 7 ± 2 MeV.

La résolution de la masse effective d'un système de particules dépend normalement de la réaction étudiée et du nombre de contraintes de l'ajustement dynamique. Les résultats précédents montrent que quels que soient la réaction et le sous-système de particules considéré notre résolution en masse effective est de l'ordre de 10 MeV.

A N N E X E I I

-:-

LA PRODUCTION DE RESONANCES DANS LES REACTIONS $\bar{p}p \rightarrow K \bar{K} \pi \pi$ et $\bar{p}p \rightarrow K \bar{K} \pi \pi \pi$

Dans cette annexe nous donnons les détails des ajustements de l'étude de la production de résonances dans les états finals $K \bar{K} \pi \pi$ et $K \bar{K} \pi \pi \pi$. En premier lieu nous définissons nos notations et en second lieu nous regardons les différents états finals (1 à 7).

- Formule de Breit-Wigner

$$BW(R) = BW(AB) = 1 / (M_{AB}^2 - m_R^2 + i m_R \Gamma_R)$$

où A et B sont les particules formant la résonance R

m_R la masse de la résonance R

Γ_R la largeur de la résonance R

M_{AB} la masse effective du système de particules AB

- Formule d'une longueur de diffusion (portée effective zéro)

$$LD = \frac{1}{1 - i a_0 |P_{AB}|}$$

où P_{AB} est l'impulsion d'une des particules A ou B dans leur centre de masse
 a_0 un paramètre ayant la dimension d'une longueur.

- Amplitude de désintégration en $K \bar{K} \pi$ d'un système d'isospin zéro et de parité G positive (E ou D) lié, soit à un effet en onde S des système $K \bar{K}$ paramétrisé par une longueur de diffusion, soit à une interaction en onde P du système $K \pi$, la résonance $K^*(892)$.

$$J^P(E, D) = 0^- \quad M^0(K^*) = \vec{p}_{K_1 \pi} \cdot \vec{p}_{K_2} BW(K_1^*) + \vec{p}_{K_2 \pi} \cdot \vec{p}_{K_1} BW(K_2^*)$$

$$M^0(K \bar{K}) = LD$$

$$J^P(E, D) = 1^+ \quad M^1(K^*) = \vec{p}_{K_1 \pi} BW(K_1^*) + \vec{p}_{K_2 \pi} BW(K_2^*)$$

$$M^1(K K) = \vec{p}_{\pi} \cdot LD$$

$\vec{p}_{K_1}, \vec{p}_{K_2}, \vec{p}_{\pi}$ sont les parties vectorielles des quadrivecteurs impulsion-énergie des trois particules de désintégration dans le centre de masse du E^0 (D^0).

$\vec{p}_{K_i \pi}$ est la partie vectorielle du quadrivecteur

$$p_{K_i \pi}^{\mu} = p_{\pi}^{\mu} - p_{K_i}^{\mu} - \frac{m_{\pi}^2 - m_{K_i}^2}{M_{K_i \pi}^2} (p_{\pi}^{\mu} + p_{K_i}^{\mu}) \quad i = 1, 2$$

dans le centre de masse du E^0 (D^0)

- $q_{K(\pi)}$, quadrivecteur impulsion-énergie de la particule $K(\pi)$ dans le centre de masse total.

- Les amplitudes de désintégration du F_1 en $K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$

Dans l'état final $K_1^0 K_2^+ \pi^-$ l'amplitude de désintégration du F_1 s'écrit $A(F_1) = A(K_1^*) - A(K_2^*)$ et dans l'état final $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$

$$A(F_1) = A(K_1^*) + A(K_2^*)$$

Les amplitudes $A(K_i^*)$ sont données dans le tableau suivant selon l'hypothèse du spin et de la parité du F_1 .

$J^P(F_1)$	$A(K_i^*)$
0^-	$\vec{p}_{K_i\pi} \cdot \vec{p}_{K_j} BW(K_i^*)$
1^+	$\vec{p}_{K_i\pi} \cdot BW(K_i^*)$
2^-	$\left[p_{K_i\pi}^\mu p_{K_j}^\nu + p_{K_i\pi}^\nu p_{K_j}^\mu - \frac{2}{3} \delta^{\mu\nu} (\vec{p}_{K_i\pi} \cdot \vec{p}_{K_j}) \right] BW(K_i^*)$
1^-	$(\vec{p}_{K_i\pi} \times \vec{p}_{K_j}) \cdot BW(K_i^*)$
2^+	$\left[(\vec{p}_{K_i\pi} \times \vec{p}_{K_j})^\mu p_{K_j}^\nu + p_{K_j}^\mu (\vec{p}_{K_i\pi} \times \vec{p}_{K_j})^\nu \right] BW(K_i^*)$

$\vec{p}_{K_i\pi}$ est la partie vectorielle du quadrivecteur

$$p_{K_i\pi}^\mu = p_\pi^\mu - p_{K_i}^\mu - \frac{m_\pi^2 - m_{K_i}^2}{M_{K_i\pi}^2} (p_\pi^\mu + p_{K_i}^\mu) \quad i = 1, 2$$

dans le centre de masse du F_1 .

$\vec{p}_{K_1}$, $\vec{p}_{K_2}$, et $\vec{p}_\pi$ sont les parties vectorielles des quadrivecteurs impulsion-énergie des particules K_1 , K_2 , π dans le centre de masse du F_1 .

Nous avons ajusté aux distributions expérimentales une fonction de densité de la forme :

$$D(c_j) = \sum_i f_i \frac{\int c_j |A_i|^2 d\Omega}{\int |A_i|^2 d\Omega} \quad \text{avec} \quad \sum_i f_i = 1$$

où les f_i sont les fractions des différentes résonances, paramétrisées par des amplitudes A_i .

c_j représente le volume d'espace de phase correspondant à la cellule j de la distribution expérimentale analysée

$D(c_j)$ est alors le nombre d'événements attendus dans la cellule j

$d\Omega$ est l'élément de volume différentiel d'espace de phase.

Les amplitudes ont été construites selon les règles énoncées dans l'introduction de la partie III.

Réaction (1) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ 481 événements $\sigma = 237 \pm 20 \mu b$

Voie	Nombre d'événements	Section efficace (μb)	Masse	Largeur	
$K_1^{*-+} K_1^0 \pi^+, K_1^{*-+} \rightarrow K_1^0 \pi^+$	106 ± 29	52 ± 18	892	50	
$K_1^{*-+} K_1^{*-+}, K_1^{*-+} \rightarrow K_1^0 \pi^+$	140 ± 19	69 ± 15			
$K_1^{*-+} \rightarrow K_1^0 \pi^+$					
$K_1^0 K_1^0 \rho^0, \rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	58 ± 15	28 ± 9	765	120	
$K_1^0 K_1^0 (1270) \pi^+ \pi^-$	72 ± 15	36 ± 10	1272	100	
$S^* \pi^+ \pi^-, S^* \rightarrow K_1^0 K_1^0$	67 ± 10	33 ± 8	1027	60	
$F_1^{+-} \pi^+, F_1^{+-} \rightarrow K^* \bar{K} \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+$	38 ± 10	19 ± 7	1555	30	

Cet ajustement est représenté par la courbe sur la figure AII, 1; voir aussi figure III, 1.

Commentaires :

- L'amplitude du F_1 utilisée était de la forme $|A(F_1)|^2 = |A(F_1^+)|^2 + |A(F_1^-)|^2$ avec $A(F_1^\pm) = BW(F_1^\pm) (BW(K_1^*) + BW(K_2^*))$.

Nous n'avons pu reproduire l'accumulation dans le croisement des bandes K^* sur le diagramme en deux dimensions $M^2(K_1^0 \pi^+)/M^2(K_1^0 \pi^-)$, figure AII, 1, en introduisant des termes d'interférences entre les différentes production $K^* \bar{K} \pi$. Par contre ce diagramme est bien reproduit lorsqu'on introduit des amplitudes $K^* \bar{K}^*$. Le diagramme en deux dimensions $M^2(K_1^0 K_1^0)/M^2(\pi^+ \pi^-)$ ne suggère pas de production $S^* \rho$ ou $K_1^0 K_1^0 (1270) \rho$.

Réaction(2') $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ 819 événements $\sigma = 281 \pm 27 \mu b$

Les différentes distributions de masse effective des différentes combinaisons de particules de la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ sont obtenues en soustrayant celles de la réaction (1), $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ à celles de la réaction (2), $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 (K)^0 \pi^+ \pi^-$.

Voie	Nombre d'événements	Section efficace (μb)	Masse (MeV)	Largeur (MeV)	
$K_1^{*-+} K_1^0 \pi^-$, $K_1^{*-+} \rightarrow K_j^0 \pi^+$	550 ± 39	191 ± 32	892	50	
$K_1^{*-+} K_1^{*-+}$, $K_1^{*-+} \rightarrow K_1^0 \pi^+$	149 ± 31	51 ± 16			
$K_1^{*-+} \rightarrow K_j^0 \pi^+$					
$\phi \pi^+ \pi^-$, $\phi \rightarrow K_1^0 K_2^0$	33 ± 8	11 ± 4	-	-	
$F_1^+ \pi^-$, $F_1^+ \rightarrow K^* \bar{K} \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+$	87 ± 24	31 ± 11	1555	30	
$K_1^0 K_2^0 \rho^0$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0 ± 16 0	~ 0	765	120	

La courbe sur les figures AII, 2a et III, 17a représente cet ajustement

Commentaires : La production du ϕ est estimée directement sur la figure AII, 2 b. Nous n'avons pas fait d'hypothèse sur le spin et la parité du F_1 , son amplitude a été de la forme $A(F_1^\pm) = BW(F_1^\pm) (BW(K_1^*) - BW(K_2^*))$. Nous avons contrôlé qu'un ajustement sur la réaction (2), $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 (K) \pi^+ \pi^-$ donne un résultat compatible avec la somme des ajustements sur les réactions $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ et $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$.

Réaction (3) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^+ \pi^-$, 2106 événements $\sigma = 720 \pm 38 \mu b$

Voie	Nombre d'événements	Section efficace (μb)	Masse (MeV)	Largeur (MeV)
$K^{*-+} K^+ \pi^0, K^{*-+} \rightarrow K_1^0 \pi^+$	184 ± 30	63 ± 13	892	50
$K^{*0} K^+ \pi^+, K^{*0} \rightarrow K_1^0 \pi^0$	175 ± 27	60 ± 12		
$K^{*0} K_1^0 \pi^0, K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^+$	141 ± 30	48 ± 12		
$K^{*-+} K_1^0 \pi^+, K^{*-+} \rightarrow K^+ \pi^0$	247 ± 30	84 ± 14		
$K^{*-+} K^+ \pi^-, K^{*-+} \rightarrow K_1^0 \pi^+$	346 ± 27	118 ± 15		
$K^{*-+} K^+ \pi^-, K^{*-+} \rightarrow K^+ \pi^0$				
$K^{*0} K^{*0}, K^{*0} \rightarrow K_1^0 \pi^0$	114 ± 27	39 ± 11	765	120
$K^{*0} K^{*0}, K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^+$				
$K_1^0 K^+ \rho^+, \rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	417 ± 23	143 ± 15		
$A_2^+ \pi^+ \pi^0, A_2^+ \rightarrow K_1^0 K^+$	162 ± 23	56 ± 11	1310	80
$E^+ \pi^0, E^+ \rightarrow (K_1^0 K^+) \pi^+$	80 ± 42	27 ± 15	1410	40
$E^0 \pi^0, E^0 \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$	59 ± 44	20 ± 16		
$D^0 \pi^0, D^0 \rightarrow (K_1^0 K^+) \pi^+$	19 ± 6	$6,5 \pm 2,4$	1290	30
$F_1^+ \pi^+, F^+ \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$	70 ± 17	24 ± 7	1555	30
$F_1^0 \pi^0, F^0 \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$	0 ± 21 $- 0$	0		
$f' \pi^0, f' \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$	100 ± 21	34 ± 9	1520	30
$(K \bar{K})^\pm$ seuil $\pi^+ \pi^0, K \bar{K} \rightarrow K_1^0 K^+$	$0 \pm \sim 50$ $- 0$	~ 0	2 fermi	
$K_1^0 K^+ \pi^+ \pi^0$	~ 0	~ 0		

L'ajustement correspondant est représenté par la courbe sur les figures AII, 3, III, 21a et b.

Commentaires : Pour la production et la désintégration des résonances F_1 et f' nous n'avons pas tenu compte de leur spin et parité, étant donné leur faible production. Nous avons utilisé une amplitude de la forme suivante :

$$A(f')^2 = BW(K \bar{K} \pi)^2 \{ |BW(K_1^*)|^2 + |BW(K_2^*)|^2 \}$$

En écrivant l'amplitude du D^0 et E^0 nous avons supposé $J^P(D, E) = 0^-$.

Réaction (4) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^-$ 208 événements $\sigma = 100 \pm 12 \mu b$

Voie	Nombre d'événements	Section efficace (μb)	Masse (MeV)	Largeur (MeV)
$K^* K \pi \pi$, 4 comb. de K^*	46 ± 19	22 ± 12	890	50
$D^0 \rho^0$, $D^0 \rightarrow (K_1^0 K^+) \pi^-$	35 ± 4	17 ± 4	1260	65
$\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$			765	120
$E^0 \pi^+ \pi^-$, $E^0 \rightarrow (K_1^0 K^+) \pi^-$	90 ± 10	62 ± 16	1428	105
$E^0 \pi^+ \pi^-$, $E^0 \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$	37 ± 17			

L'ajustement correspondant est représenté par la courbe sur la figure AII, 4.

Commentaires : L'amplitude de la production du K^* a été paramétrisée par l'expression :

$$A^{\mu(K^*)}_{\alpha} = \{q_{K_1 \pi_1}^{\mu} BW(K_1 \pi_1) + q_{K_1 \pi_2}^{\mu} BW(K_1 \pi_2)\} + \alpha \{q_{K_2 \pi_1}^{\mu} BW(K_2 \pi_1) + q_{K_2 \pi_2}^{\mu} BW(K_2 \pi_2)\}$$

$$\text{où } q_{K_i \pi_j}^{\mu} = q_{K_i}^{\mu} - q_{\pi_j}^{\mu} - \frac{m_{K_i}^2 - m_{\pi_j}^2}{M_{K_i \pi_j}^2} (q_{K_i}^{\mu} + q_{\pi_j}^{\mu})$$

et $\alpha = \pm 1$ selon le moment angulaire relatif $K_1 K_2$.

Par ajustement nous avons trouvé que l'amplitude $A(K^*)_-$ est négligeable (~ 1 événement), ainsi que celle correspondant à une éventuelle production

Réaction (5) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- (M^0)$ 171 événements $\sigma = 55 \pm 22 \mu\text{b}$

Voie	Nombre d'événements	Section efficace (μb)	Masse (MeV)	Largeur (MeV)
$K^* K \pi \pi$, 6 comb. de K^*	98 ± 8	32 ± 16	890	50
$E^0 \pi^0 \pi^0$, $E^0 \rightarrow (K_1^0 K^+) \pi^-$	42 ± 8	22 ± 13	1420	80
$E^0 \pi^0 \pi^0$, $E^0 \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$	25 ± 7			
$D^0 \eta^0$, $D^0 \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$ $\eta^0 \rightarrow \text{neutres}$	5 ± 3	~ 0	-	-
$D^0 \pi^0 \pi^0$, $D^0 \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$	4 ± 4	~ 0	-	-

Le résultat de l'ajustement est visualisé en figure AII, 5.

Commentaire : Evénements $D^0 \eta^0$ ($1,52 \text{ GeV}^2 \leq M^2 (K_1^0 K^+ \pi^-) \leq 1,72 \text{ GeV}^2$ et $0,26 \text{ GeV}^2 \leq M^2 (M) \leq 0,32 \text{ GeV}^2$) : 8 événements, en hachuré sur la figure A II, 5.

Nous avons fait l'hypothèse que le reste des événements correspond à la réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$, 163 événements, effectivement la production des événements à 6 corps est très faible (Partie I). La production $D^0 \pi^0 \pi^0$ est estimée par rapport à la courbe de l'ajustement.

Réaction (6) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ 363 événements $\sigma = 173 \pm 26 \mu b$

Voie	Nombre d'événements	Section efficace (μb)	Masse (MeV)	Largeur (MeV)
$K_1^0 K_1^0 \omega^0, \omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	192 ± 10	102 ± 14	780	20
$E^0 \pi^+ \pi^-, E^0 \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$	26 ± 10	14 ± 8	1420	80
$D^0 \rho^0, D^0 \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	7 ± 7	4 ± 4	1260 765	60 120

Commentaires :

Le reste des événements constitue un fond avec une structure de

- soit d'interaction $K_1^0 K_1^0$ au seuil
- soit de production du ρ
- soit de production du K^* (892)
- soit d'un mélange de ces interactions.

Le système $K_1^0 K_1^0$ produit avec le ω^0 est étudié en partie II. L'ajustement est porté en figure AII, 6, la courbe ne dépend pas de la formulation choisie pour le fond.

Réaction (7) $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 \pi^+ \pi^- (M)$ 447 événements $\sigma = 191 \pm 22 \mu b$

Dans l'hypothèse où l'état final correspond à $K_1^0 (K^0) (\pi)^0 \pi^+ \pi^-$ nous avons estimé la production du ω^0 .

Voie	Nombre d'événements	Section efficace (μb)	Masse (MeV)	Largeur (MeV)
$K_1^0 (K^0) \omega^0, \omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	268 ± 18	115 ± 21	780	20
$K^* K \pi \pi, 6 \text{ comb. de } K^*$	179 ± 18	77 ± 17	890	50

Voir figure

En comparant avec la production $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ estimée dans la réaction (6) nous trouvons que la production en $K_1^0 K_2^0 \omega^0$ est négligeable.

Résumé de la production des résonances dans les réactions

$$\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi \pi \quad (1) \text{ à } (3)$$

Réaction	Section efficace (μb)	Commentaires
$\bar{p} p \rightarrow K^{*-+} K^{*-}$ $\bar{p} p \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$ $\bar{p} p \rightarrow K^{*0} \bar{K}^0 \pi^0 + \text{c.c.} (*)$ $\bar{p} p \rightarrow K^{*0} K^- \pi^+ + \text{c.c.}$ $\bar{p} p \rightarrow K^{*+} K^- \pi^0 + \text{c.c.}$ $\bar{p} p \rightarrow K^{*+} \bar{K}^0 \pi^- + \text{c.c.}$	478 ± 45 175 ± 50 144 ± 36 360 ± 72 189 ± 39 463 ± 56	K^{*0}, K^{*+} inclut tous les modes de désintégration $(**)$.
$\bar{p} p \rightarrow \rho^+ K^0 K^- + \text{c.c.}$ $\bar{p} p \rightarrow \rho^0 K^0 \bar{K}^0$	286 ± 30 56 ± 18	(avec $C(K^0 \bar{K}^0) =$ $+1$ selon exp.)
$\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 (1019) \pi^+ \pi^-$ $\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 (1045) \pi^+ \pi^-$ $\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 (1272) \pi^+ \pi^-$ $\bar{p} p \rightarrow K^0 K^- (1300) \pi^+ \pi^0 + \text{c.c.}$	11 ± 4 66 ± 16 72 ± 20 112 ± 22	ϕ S^* f^0 et/ou A_2 A_2
$\bar{p} p \rightarrow D^0 \pi^0$ $\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi^0$ $\bar{p} p \rightarrow f' (1515) \pi^0$ $\bar{p} p \rightarrow F_1^+ \pi^+$	13 ± 5 47 ± 12 69 ± 14 173 ± 31	$D^0 \rightarrow K^0 K^+ \pi^-$ $E^0 \rightarrow K^0 K^+ \pi^-$ $f' \rightarrow K^0 K^+ \pi^-$ F_1 en mode $K^0 \bar{K}^0 \pi^+$ et $K^0 K^+ \pi^-$
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ $\bar{p} p \rightarrow K^0 K^+ \pi^+ \pi^-$	~ 0 ~ 0 ~ 0	

(*) c.c. signifie état conjugué de charge

(**) Tests de la cohérence de la production du K^* , estimée en différents modes de désintégration.

$$1) \quad R = \frac{K^{*-+} K^{*-} \rightarrow K^0 \pi^- K^+ \pi^0}{K^{*-+} K^{*+} \rightarrow K^0 \pi^+ K^0 \pi^-} = 1 \quad \text{exp.:} \quad R = \frac{(236 \pm 30) \mu\text{b}}{(189 \pm 27) \mu\text{b}} = 1,3 \pm 0,4$$

$$2) \quad R = \frac{K^{*-+} K^0 \pi^+ \rightarrow K^+ \pi^0 K^0 \pi^-}{K^{*-+} K^0 \pi^- \rightarrow K^0 \pi^+ K^0 \pi^-} = \frac{1}{2}, \quad \text{exp.:} \quad R = \frac{(168 \pm 28) \mu\text{b}}{(295 \pm 48) \mu\text{b}} = 0,6 \pm 0,3.$$

Résumé de la production de résonances dans les réactions à 5 corps

$$\bar{p} p \rightarrow K \bar{K} \pi \pi \pi$$

Réaction	section efficace (μb)
$\bar{p} p \rightarrow D^0 \rho^0, D^0 \rightarrow K^0 \bar{K} \pi$ $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	42 ± 11
$\bar{p} p \rightarrow D^0 \pi \pi$	~ 0
$\bar{p} p \rightarrow E^0 \pi \pi, E^0 \rightarrow K^0 \bar{K} \pi$	196 ± 43
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \omega^0$	102 ± 14
$\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \omega^0$	~ 0

Le reste constitue un fond principalement dû à la production $K^* K \pi \pi$.

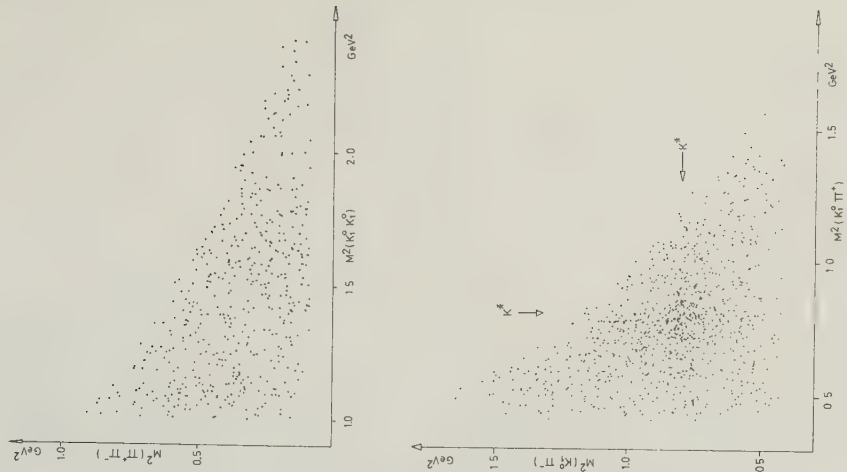
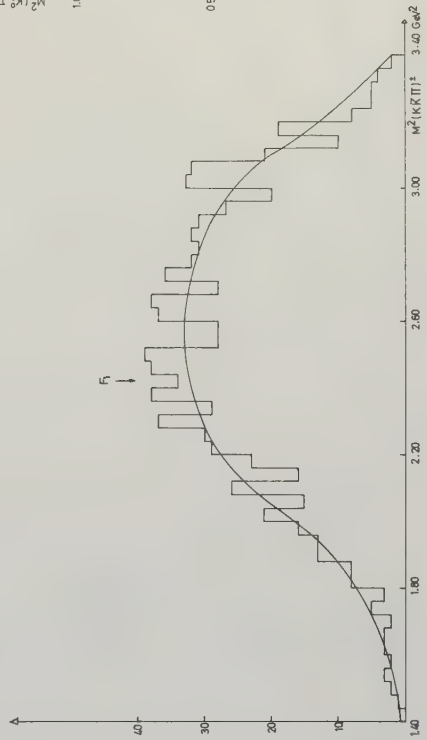
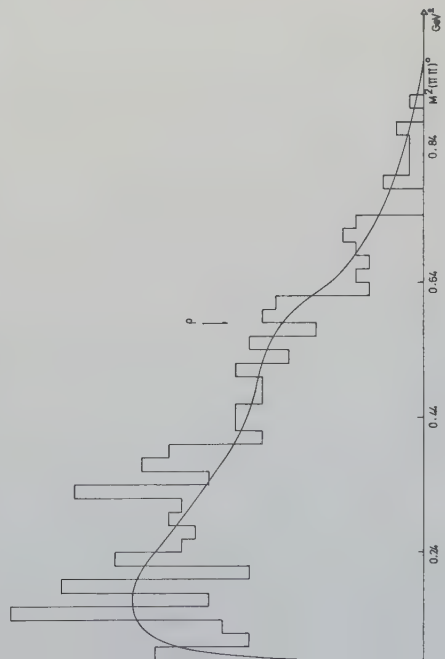
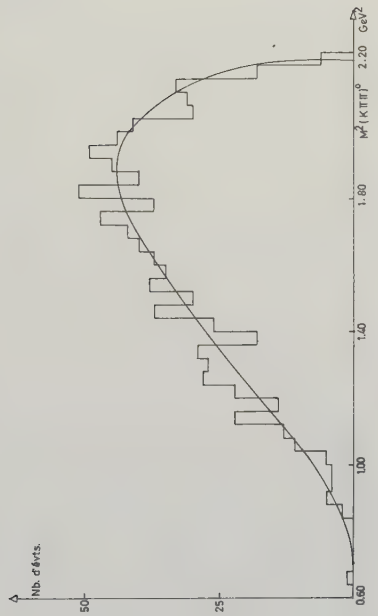
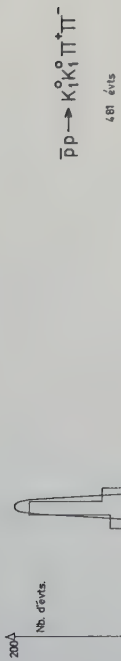
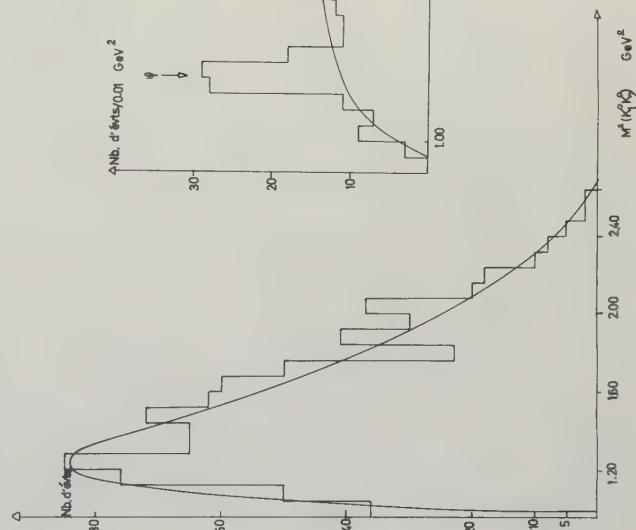
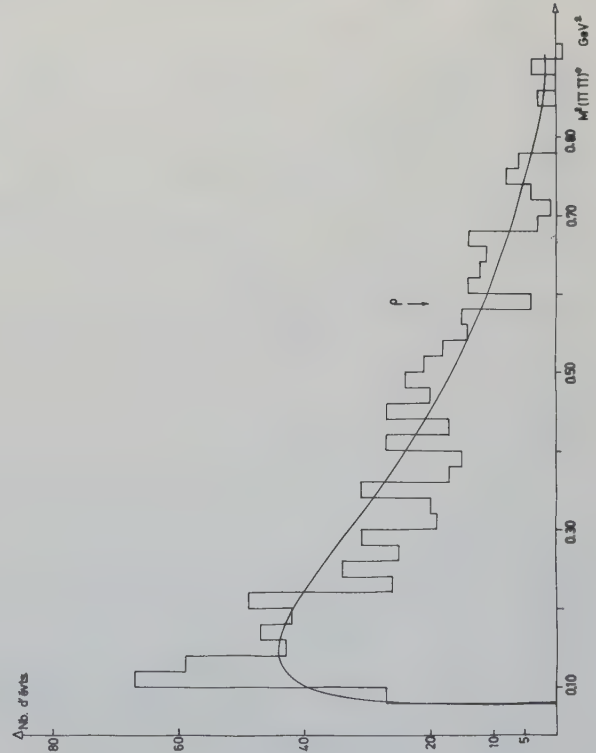
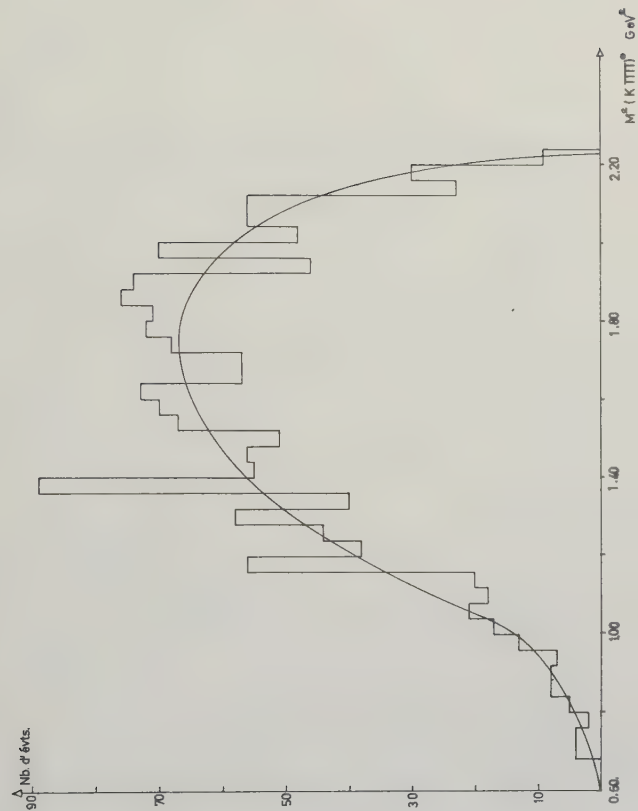
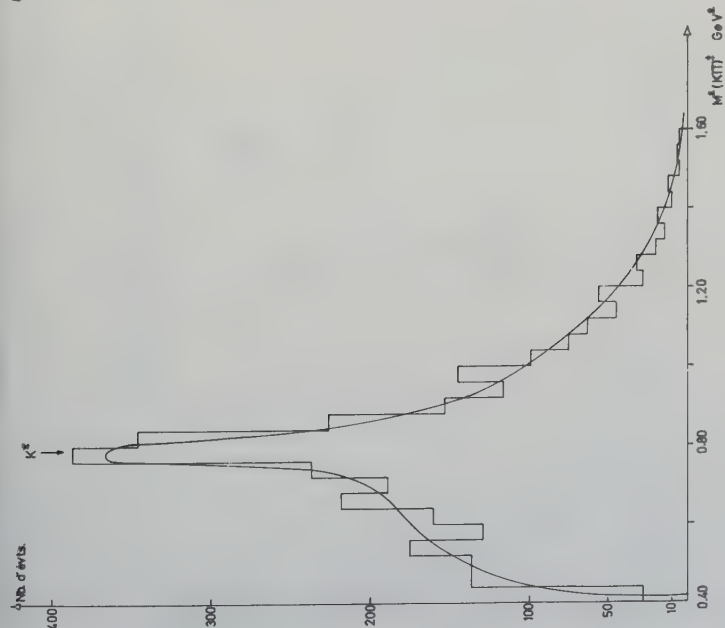


FIGURE AII.1



$\bar{p}p \rightarrow K^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ 1300 évis.

FIGURE AII 2b

$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^0$

2106 évt.s

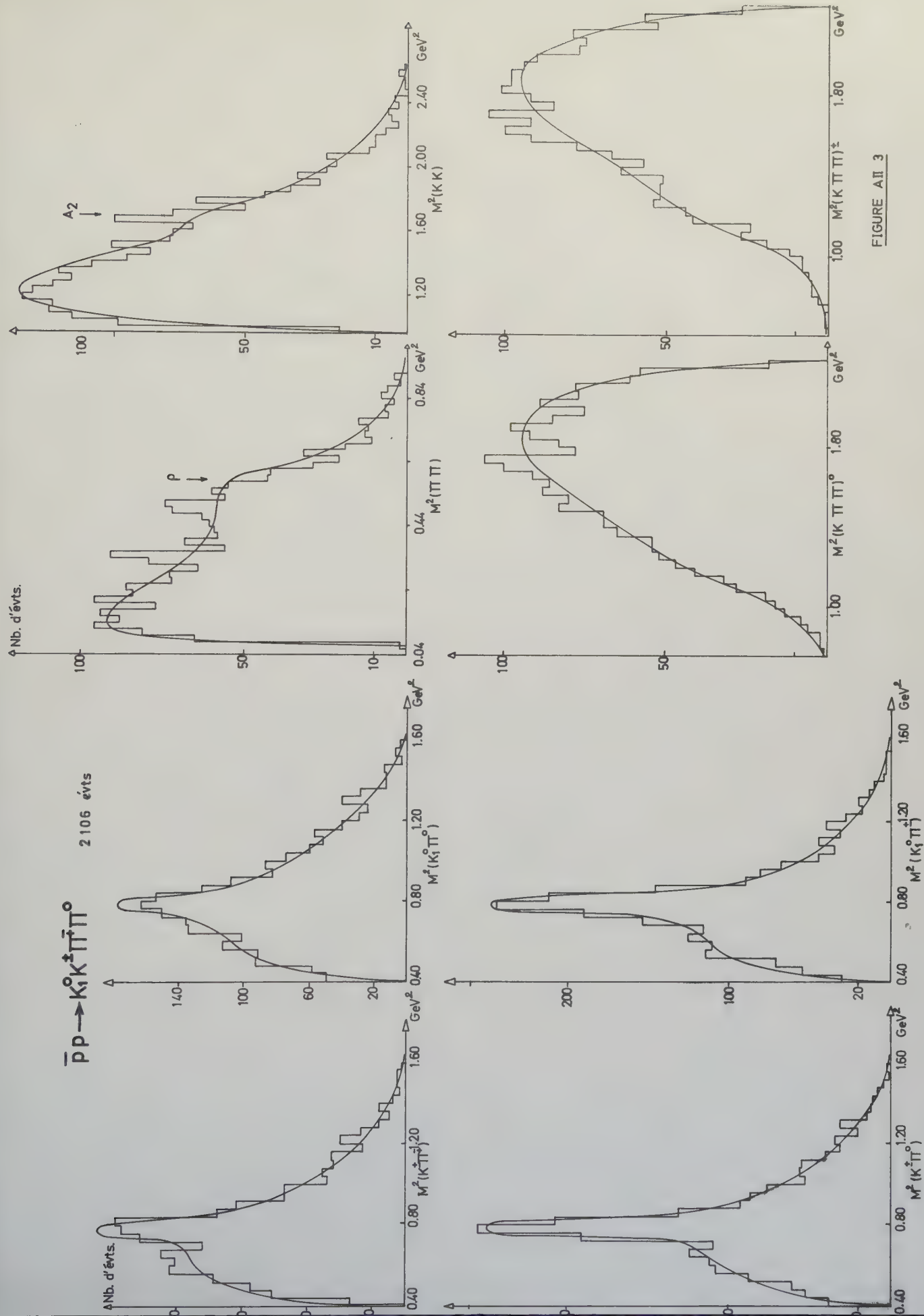
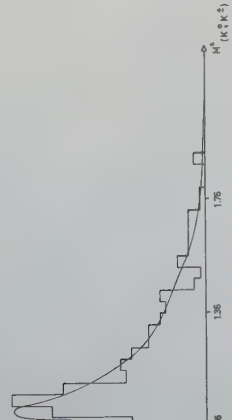


FIGURE A11.3

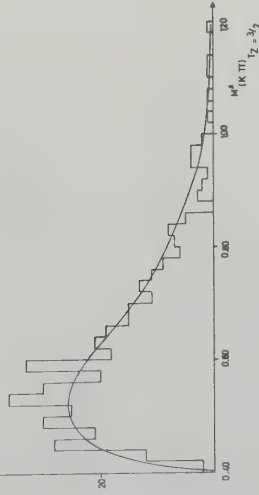
$\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$

208 eV's

$\frac{1}{N} \frac{d^4N}{dM^2 dM'^2 dM^2 dM'^2}$



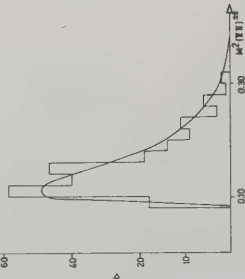
$\frac{1}{N} \frac{d^4N}{dM^2 dM'^2 dM^2 dM'^2}$



$\frac{1}{N} \frac{d^4N}{dM^2 dM'^2 dM^2 dM'^2}$



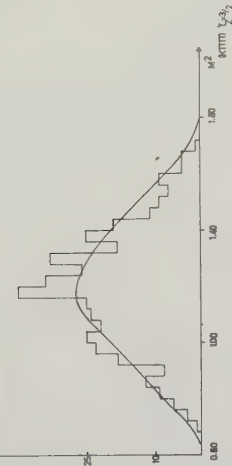
$\frac{1}{N} \frac{d^4N}{dM^2 dM'^2 dM^2 dM'^2}$



$\frac{1}{N} \frac{d^4N}{dM^2 dM'^2 dM^2 dM'^2}$



$\frac{1}{N} \frac{d^4N}{dM^2 dM'^2 dM^2 dM'^2}$



$\frac{1}{N} \frac{d^4N}{dM^2 dM'^2 dM^2 dM'^2}$



$\frac{1}{N} \frac{d^4N}{dM^2 dM'^2 dM^2 dM'^2}$



FIGURE A11.5



171 évs

évs $D^0 \gamma^0$

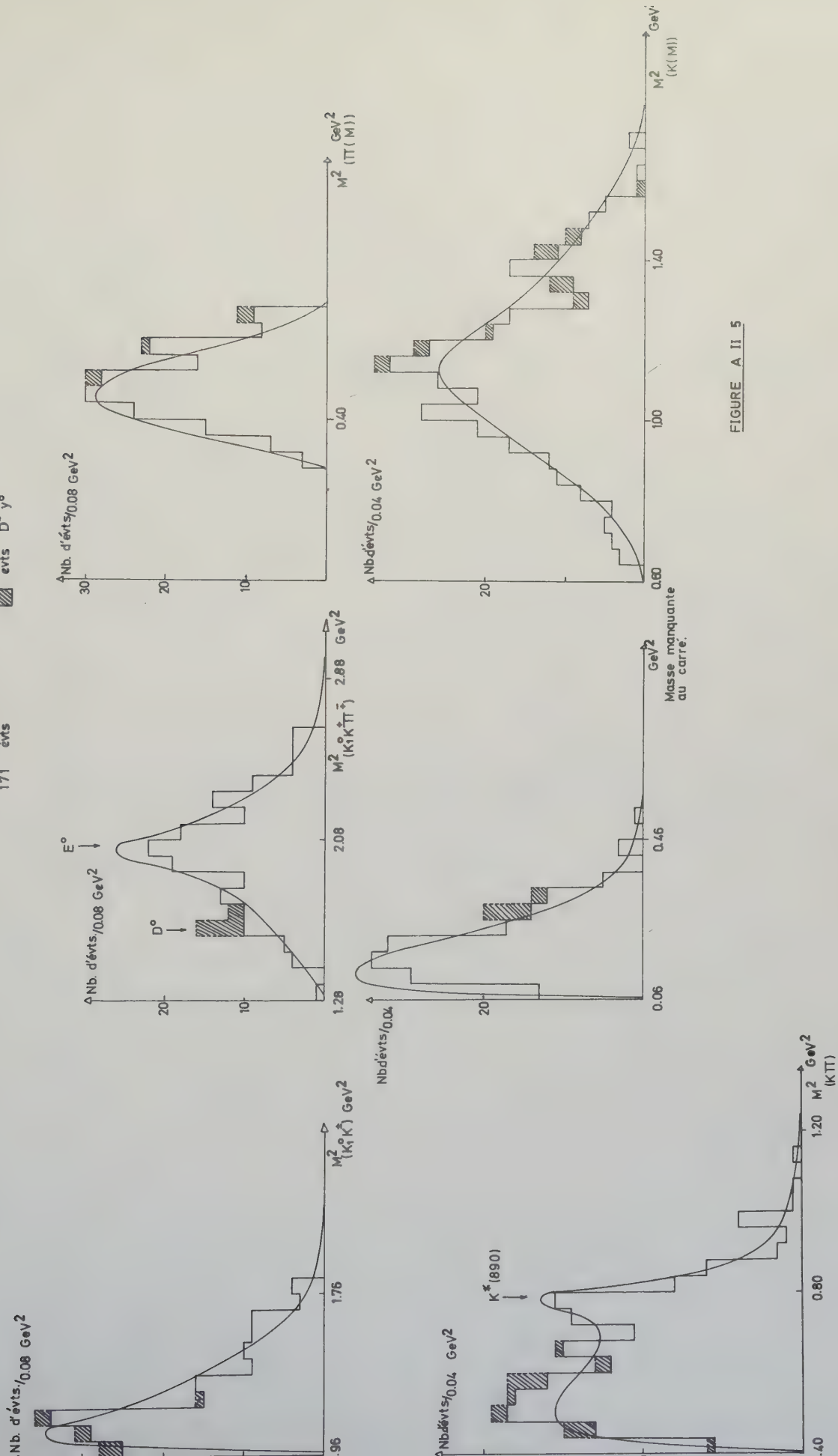
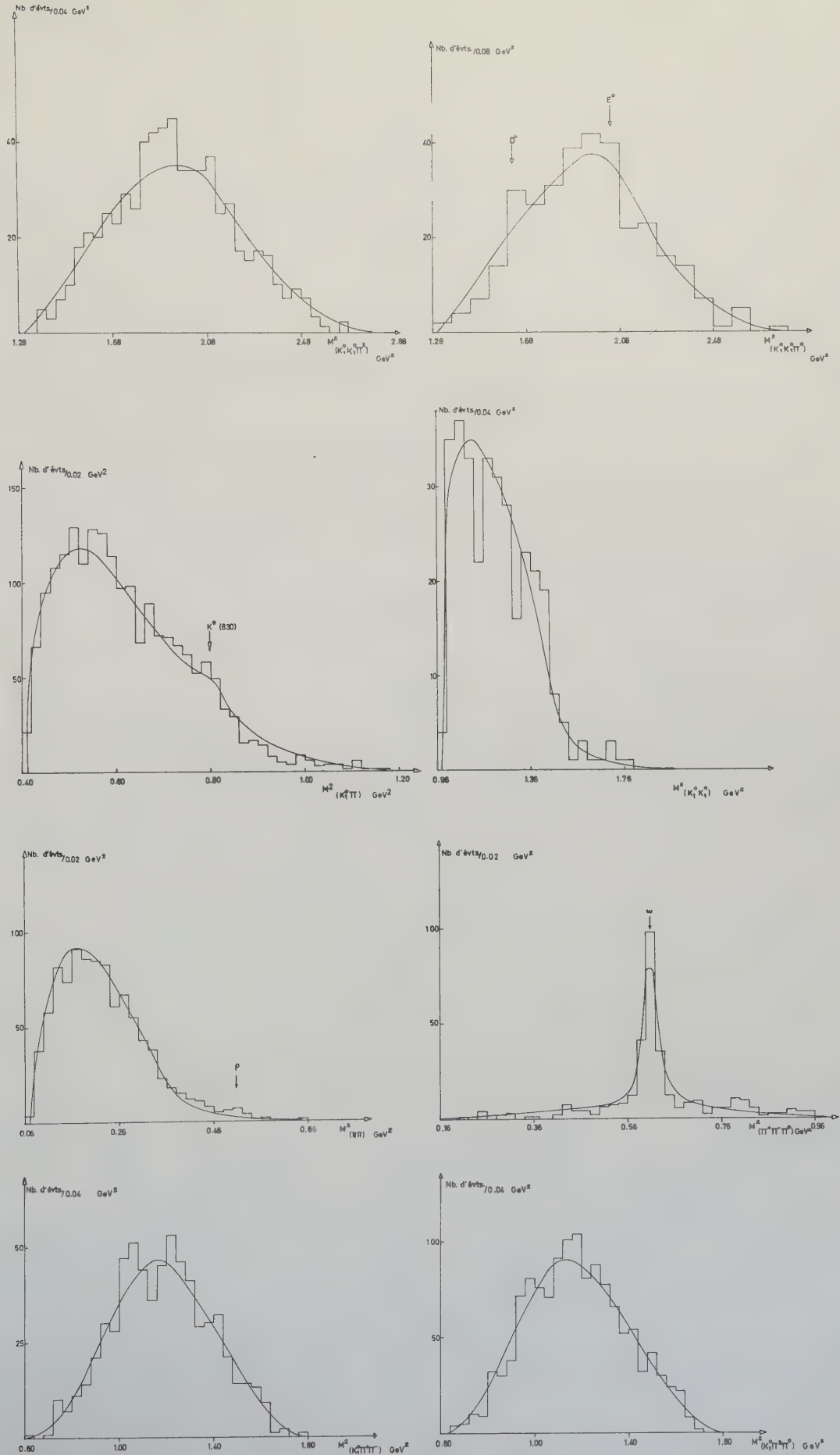


FIGURE A II 5

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$$

326 évs



447 eVts

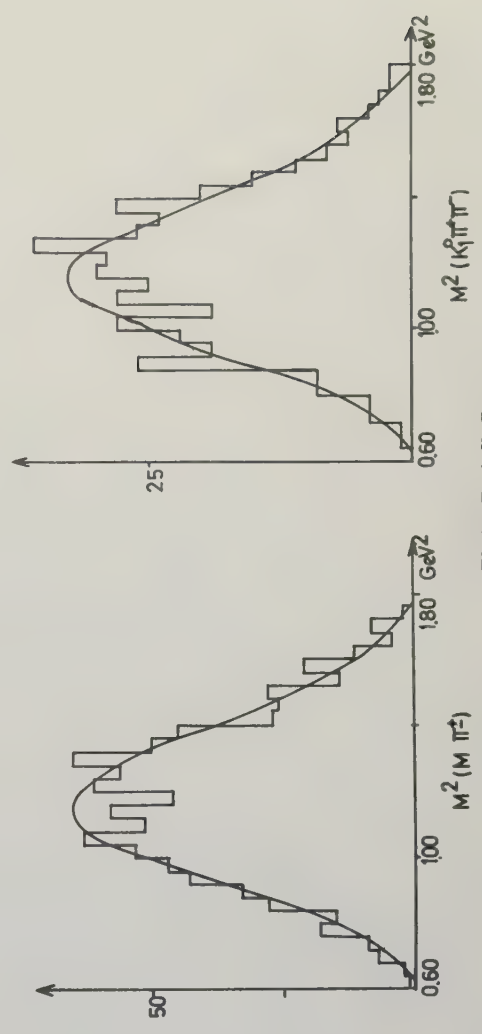
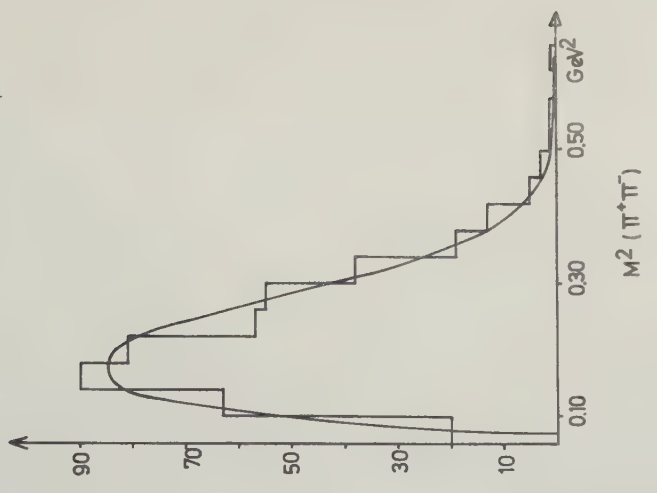
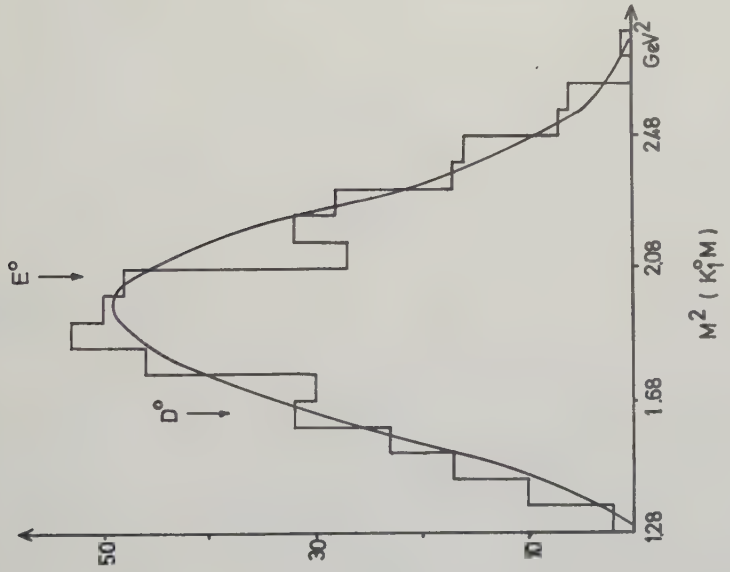
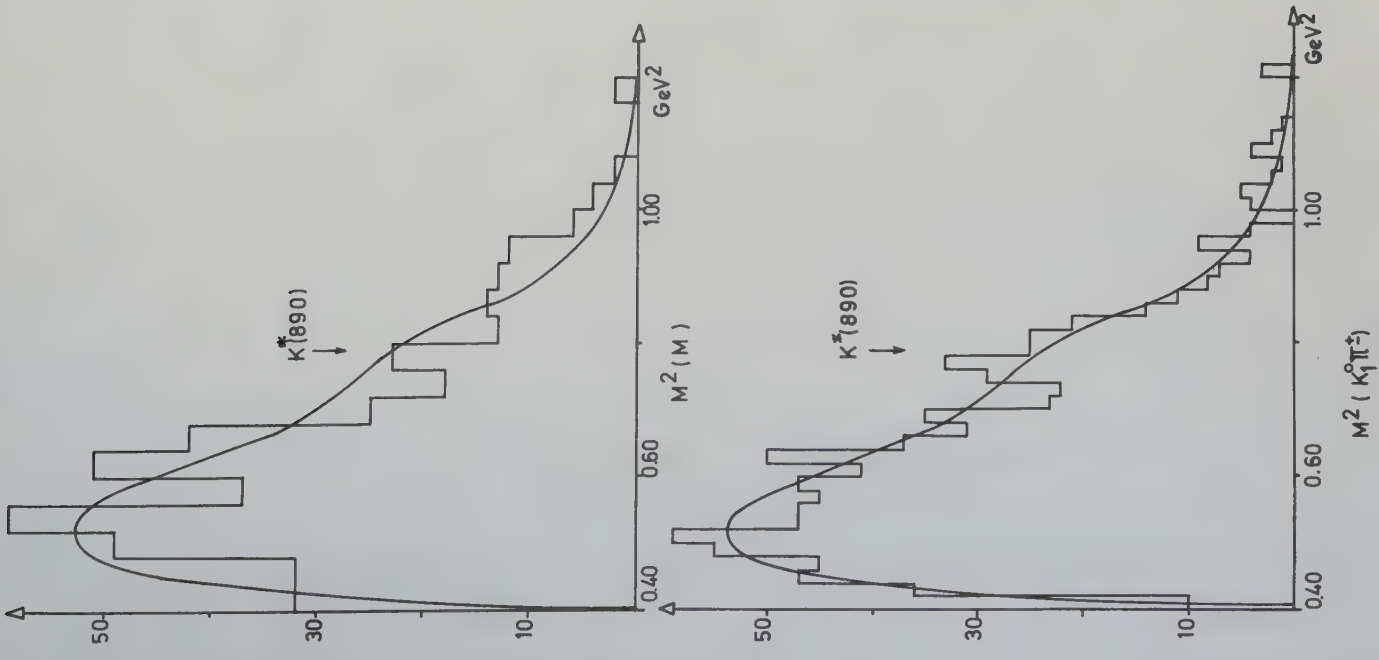


FIGURE A II 7

B I B L I O G R A P H I E

-:-

INTRODUCTION.-

- O, 1 - P. Baillon et al. - Nuovo Cimento, 50, 393 (1967)
- O, 2 - A. Astier et al. - Nuclear Physics, B10, 65 (1969)
- O, 3 - A. Astier et al. - Physics Letters, 25 B, 294 (1967)
- O, 4 - C. d'Andlauer et al. - Nuclear Physics, B5, 693 (1968)

PARTIE I.-

- I, 1 - P. Rivet - Thèse de doctorat d'Université - Paris (1964)
- I, 2 - P. Baillon - Thèse de doctorat ès-sciences - Université de Paris (1965)
- I, 3 - M. S. Bartlett - Phys. Mag. 44, 249 (1953)
- I, 4 - U. Amaldi et al. - Nuovo Cimento 34, 825 (1964)
- I, 5 - B. Cork et al. - Nuovo Cimento, 25, 497 (1962)
- I, 6 - R. Bizzari et al. - Nuovo Cimento, 54A, 456 (1968)
- I, 7 - U. Amaldi et al. - Nuovo Cimento, 46A, 171 (1966)
B. Conforto et al. - Nuovo Cimento, 54A, 441 (1968)
- I, 8 - Communication privée (M. Della Negra, Collège de France)
- I, 9 - L. Dobrzynski - Thèse de doctorat ès-sciences - Université d'Orsay (1967)

PARTIE II.-

- II, 1 - D. Cline et al. - Phys. Rev. Letters, 21, 1268 (1968)
- II, 2 - Ch. Zemach - Phys. Review, 133B, 1201 (1964)
- II, 3 - M. Baubillier - Thèse de doctorat d'état ès-sciences - Université de Paris (1967)

- II, 4 - A.M. Adamson - Thèse de doctorat d'état ès-sciences - Université de Paris (1967)
- II, 5 - Les tables de Rosenfeld, janvier 1969
- II, 6 - M. Della Negra - Thèse de doctorat d'état ès-sciences - Université de Paris (1967)
- II, 7 - S.M. Berman and M. Jacob - Phys. Review 139B, 1023 (1965)
- II, 8 - Minros - Program Library - CERN D 504
- II, 9 - H. Benz et al. - Phys. Letters 28B, 233 (1968)
- II, 10 - M. Aguilar - Benitez et al - Phys. Letters 29B, 62 (1969)

PARTIE III.-

- III, 1 - J. Barlow et al - Nuovo Cimento, 50, 701 (1967)
- III, 2 - R.I. Hess et al. - Phys. Rev. Letters, 17, 1109 (1966)
- III, 3 - D.J. Crennel et al. - Phys. Rev. Letters, 16, 1025 (1966)
- III, 4 - W. Beusch et al. - Phys. Letters 25B, 357 (1967)
- III, 5 - T.F. Hoang et al. - Phys. Rev. Letters, 21, 316 (1968)
- III, 6 - J. Alitti et al. - Phys. Rev. Letters, 21, 1705 (1968)
- III, 7 - C. Whitehead et al. - Nuovo Cimento, 53A, 817 (1968)
- III, 8 - D.H. Miller et al. - Phys. Rev. Letters, 21, 1489 (1968)
- III, 9 - D.H. Miller et al. - Phys. Letters, 28B, 51 (1968)
- III, 10 - V.E. Barnes et al. - Phys. Rev. Letters, 19, 964 (1967)
- III, 11 - R. Ammar et al. - Phys. Rev. Letters, 19, 1071 (1967)

REMERCIEMENTS,

Je prie Monsieur le Professeur L. Leprince-Ringuet de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour la bienveillance qu'il m'a témoignée en m'accueillant dans son laboratoire. Le climat de franche collaboration qu'il y fait régner ainsi que le haut niveau scientifique qu'il y a toujours maintenu m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je suis heureux de remercier Monsieur A. Astier pour la confiance qu'il m'a accordée en me permettant d'effectuer ce travail et pour les suggestions et critiques qu'il m'a prodiguées.

Sans les conseils et les encouragements de Monsieur J. Cohen-Ganouna jamais n'aurait été réalisée cette thèse, c'est un grand plaisir pour moi de pouvoir le remercier ici, dans ce travail qui a été fait grâce à lui.

Ma progression dans le domaine de la physique corpusculaire est en grande partie due à Monsieur M. Della Negra. Son exigence de clarté m'est devenue un exemple que j'aimerais suivre.

L'analyse de cette expérience a été réalisée par Messieurs C. d'Andlau, M. Della Negra, J. Cohen-Ganouna et P. Petitjean au Collège de France, Messieurs M. Aguilar-Benitez, J. Barlow, L. Jacobs et P. Malecki au CERN. Les deux groupes ont été dirigés par Messieurs A. Astier et L. Montanet qui ont su y faire naître une bonne entente. Les résultats publiés dans cette thèse sont dus à ce travail d'équipe. Je voudrais leur dire ici, combien ce travail leur doit.

Les opérations de dépouillement et de classement ont été effectuées au Collège de France par une équipe d'aide-physiciens comprenant Mesdames E. Bridet, A. Dobrzynski, M. Martin-Wood, M.J. Renavand, M. Taron, Mesdemoiselles F. Blanadet, C.J. Boursin, F. Guilbault, D. Neubauer, M.R. Quillien. Messieurs, M. Bacheléri, R. Delgado, A. Florès, M. Gyori, R. Julienne, X. Le Tan, S. Manousis, T. Nguyen Van, J. Orillon, A. Paraiso, M. Soumana, D. Sultan, A. Zemiri. A tous j'exprime ma reconnaissance. Leur travail a été efficace et

accompli avec beaucoup de patience et de bonne humeur dans la pénombre de la salle de dépouillement.

Je remercie, enfin, ceux qui ont matérialisé cette thèse : Madame J. Térrié a frappé le texte d'après un manuscrit souvent difficile à interpréter, Messieurs X. Le Tan et A. Zimir ont dessiné avec beaucoup de soin toutes les figures et Monsieur C. Jadot en a assuré la polycopie.

Pour terminer je remercie Monsieur le Professeur Guy Von Dardel qui m'a soutenu et conseillé tout au long de ce travail.

J'exprime ma gratitude au CNRS qui m'a accordé une allocation sans laquelle ce travail n'aurait pu être accompli.

TABLE DES MATIERES

-:-

INTRODUCTION.-	1
PARTIE I.-	
CONDITIONS EXPERIMENTALES	3
Analyse des événements	3
Etude des distorsions	5
Détermination des sections efficaces	8
Section efficace totale	9
Les sections efficaces d'annihilations avec production d'au moins un K^0 et les taux de production correspondants	10
PARTIE II.-	
ETUDES DES ETATS INITIAUX	17
INTRODUCTION	17
CHAPITRE I.- LA REACTION $\bar{p} p \rightarrow K^0 \bar{K}^0$	19
CHAPITRE II.- LA REACTION $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$ (1563 événements $\sigma = 0,55 \pm 0,03$ mb)	31
a) Etude de la dépendance angulaire des réaction $\bar{p} p \rightarrow K^\star \bar{K} (\bar{K}^\star K)$ et $\bar{p} p \rightarrow A_2 \pi$	32
b) Etude du diagramme de Dalitz $K_1^0 K^\pm \pi^\mp$	41
c) La réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0$ (136 événements, $\sigma = 66 \pm 9$ μ b)	48
d) La réaction $\bar{p} p \rightarrow K_1^0 K^{\star 0}$ avec $K^{\star 0} \rightarrow K_2^0 \pi^0$	50
Conclusion	51
PARTIE III.-	
INTRODUCTION	53
Production de résonances dans les voies $K \bar{K} \pi \pi$ et $K \bar{K} \pi \pi \pi$	53

CHAPITRE I.-	ETUDE DU SYSTEME $K_1^0 K_1^0$ PRES DU SEUIL	57
CHAPITRE II.-	ETUDE DES MESONS D^0 ET E^0	63
a)	L'état final $K_1^0 K_1^+ \pi^+ \pi^-$ (4) - 208 événements	65
b)	L'état final $K_1^0 K_1^+ \pi^+$ (M) (5) - 171 événements	67
c)	L'état final $K_1^0 K_1^+ \pi^+ \pi^-$ - 2106 événements	67
	Détermination de l'isospin du E	69
	Le spin et la parité du E^0	71
	Le spin et la parité du D^0	77
CHAPITRE III. -	ETUDE D'UNE NOUVELLE RESONANCE $(K \bar{K} \pi)_{I=1}$, APPELLE F_1 (1540)	83
	Détermination de la masse et de la largeur	85
	L'isospin	86
	Spin - parité	88
	Tentative de classification du F_1 parmi les mésons	90
	Remarque sur le f' (1515)	90
CONCLUSION.-		93
ANNEXE I.-		95
ANNEXE II.-		97
BIBLIOGRAPHIE.-		
REMERCIEMENTS.-		

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :

Paris, le 27 Mai 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences,



G. POITOU.

